



THÈSE DE DOCTORAT

Présentée à l'Ecole Polytechnique pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : Physique

par

Alexandra DIZIERE

Astrophysique de Laboratoire

avec les lasers de haute énergie et de haute puissance :

des chocs radiatifs aux jets d'étoiles jeunes

Soutenance publique prévue le 20 février 2012
devant le Jury composé de :

M. Daniel Vanderhægen	<i>Rapporteur</i>
M. Dimitri Batani	<i>Rapporteur</i>
M. Victor Malka	<i>Examineur</i>
M. Patrick Renaudin	<i>Examineur</i>
M. Jean-Marc Bonnet-Bidaud	<i>Examineur</i>
M. Michel Koenig	<i>Directeur de thèse</i>

Remerciements

Ces trois années de thèse ont été le fruit d'un long travail aussi bien personnel que collectif. J'ai eu la chance de côtoyer de nombreuses communautés scientifiques très diverses qui m'ont introduite aux domaines de la physique des hautes densités d'énergie et de la physique expérimentale par laser de puissance, me permettant ainsi de me forger une forte expérience personnelle et des connaissances solides.

Comme le veut la tradition, tout manuscrit de thèse ne peut débiter sans rendre hommage aux différents acteurs qui ont participé de près ou de loin aux différentes étapes de ce parcours, de la réalisation des expériences à l'analyse des données, de l'élaboration de ce manuscrit à la soutenance finale sans oublier toutes les formalités administratives, très ennuyeuses mais indispensables.

Je voudrais ainsi tout d'abord remercier Mr François Amiranoff, directeur du Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, de m'avoir accueillie au sein de son établissement et m'a permis d'effectuer ma thèse dans d'excellentes conditions.

Je remercie aussi tout particulièrement Mr Daniel Vanderhægen et Mr Dimitri Batani d'avoir passé de nombreuses heures à parcourir mon manuscrit en tant que rapporteurs et de m'avoir donné leur avis sincère à ce sujet. J'aimerais également remercier Mr Victor Malka qui a accepté à la dernière minute d'être le président de mon jury de thèse. Merci également à Mr Patrick Renaudin pour ses précieux commentaires et Mr Jean-Marc Bonnet-Bidaud qui a consenti de bon cœur à participer à mon jury bien que mon sujet de thèse soit très expérimental et donc quelque peu éloigné de son domaine d'expertise. Le point de vue de chaque membre a été très intéressant et leurs riches commentaires m'ont aidée à finaliser ce travail de thèse.

Ce doctorat n'aurait bien entendu pas pu se faire sans Michel Koenig, mon directeur de thèse. Bien que nous nous sommes souvent trouvés en désaccord sur certaines explications scientifiques, nos discussions m'ont beaucoup apporté et ont sans doute contribué à me forger le caractère. Sa grande culture scientifique et sa reconnaissance sur le plan international font de lui un directeur de recherche de premier plan et en perpétuelle action. Grâce à lui, j'ai également eu l'opportunité de réaliser des expériences sur des installations de puissances internationales comme LULI2000 du Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (Ecole Polytechnique, Palaiseau, France), GEKKO XII de l'Institute of Laser Engineering (Université d'Osaka, Japon) et VULCAN du Rutherford Appleton Laboratory (Didcot, Royaume-Uni).

Grâce à toutes ces collaborations, j'ai rencontré une large communauté de scientifiques de talent. Je remercie tout particulièrement Christopher Gregory, alors post-doc au LULI de m'avoir mis le pied à l'étrier en m'apprenant tout ce qu'il y avait à savoir sur les diagnostics expérimentaux et sur la manière de conduire une expérience en laboratoire. Notre travail en équipe a également conduit à la collecte de résultats expérimentaux inédits sur les chocs radiatifs et les jets de plasma au Japon comme en France qui constituent une partie fondamentale de ma thèse. J'ai beaucoup regretté de ne pas avoir pu bénéficier de ses connaissances jusqu'à la fin de la thèse.

J'ai également une pensée particulière pour Alessandra Ravasio qui, grâce à sa présence, son caractère bien trempé, sa franchise et son soutien a toujours su me mettre à l'aise, même lorsque le moral n'y était pas (ce qui était le cas de nombreuses fois). Son expérience et son énergie nous ont maintes fois permis de mener à bien plusieurs travaux importants.

Je tenais à remercier également Emeric Falize pour ses conseils et sa bonne humeur. Sa grande culture scientifique et sa pédagogie m'ont souvent éclairée sur des sujets épineux. C'est également grâce à lui que j'ai pu découvrir en profondeur l'intérêt des lois d'échelle lors des expériences d'Astrophysique de Laboratoire lorsqu'il m'a introduite au monde des variables cataclysmiques magnétiques.

De nombreux acteurs ont participé à la mise en place des expériences. Je m'attarderai en particulier sur Bérénice Loupias du CEA qui par son expérience et son enthousiasme nous a permis de réaliser des parties difficiles de la mise en place expérimentale. Je remercierai également Claire Michaut, du Laboratoire Univers et Théories (Observatoire de Paris-Meudon) qui a animé les expériences de chocs radiatifs ainsi que Youichi Sakawa et toute son équipe (Yasuhiro Kuramitsu, Taichi Morita, Takao Ide, Hiroki Tanji) de nous avoir accompagnés et beaucoup aidés lors de nos expériences au Japon.

Bien que ma thèse soit largement expérimentale, la validation des modèles décrivant la dynamique des plasmas astrophysiques n'aurait été complète sans le recours aux simulations numériques. Je remercierai donc Tommaso Vinci du LULI et Stéphane Laffite du CEA pour leurs simulations 2D sur les chocs radiatifs.

Merci également aux étudiants doctorants, Huigang Wei, Roman Yurchak, Floriane Festa et Clotilde Busschaert pour leur soutien et leur bonne humeur, toujours prompts à remonter le moral lors des moments de doute. Je remercie également les collègues toujours présents, qui m'ont souvent taquinée et de nombreuses fois donner le sourire. J'ai une pensée particulière pour Nicolas Grandjouan avec sa très grande culture, Bernard Vincent, sa complicité et sa bonne humeur, Daniel Albach, son amitié et surtout Jean-Michel Boudenne qui m'a toujours mise à l'aise et dont j'ai toujours apprécié les longues discussions le vendredi soir me permettant de décompresser à loisir.

De grands remerciements aussi pour les équipes techniques et administratives qui oeuvrent en coulisse sans relâche pour réaliser nos expériences et n'hésitent pas à freiner nos ardeurs lorsqu'elles deviennent trop farfelues.

Enfin, je terminerais par remercier toute ma famille, mon père Sylvain, ma mère Christiane et mon grand frère Henrick qui par leur soutien et leur infinie patience m'ont supportée

durant ces trois dernières années. Sans parler des moments noirs de doute lors de la rédaction de mon manuscrit de thèse où j'ai parfois été complètement désagréable... Même si ces quelques lignes sont peu de choses, j'espère qu'elles donneront un avant-goût de la gratitude que j'éprouve à leur égard.

Merci beaucoup !!

Table des matières

Introduction	1
1 De la Physique des Hautes Densités d'Energie à l'Astrophysique de Laboratoire	11
1.1 Contexte expérimental : le Laboratoire	11
1.1.1 Régime des Hautes Densités d'Energie (HDE)	12
1.1.2 Les outils expérimentaux	14
1.1.2.1 Les lasers de puissance	14
1.1.2.2 Les <i>Z-pinches</i> ou machines pulsées	15
1.1.3 Choix de l'installation de puissance	16
1.2 Astrophysique de Laboratoire : une solution complémentaire aux observations astronomiques	17
1.2.1 Limites de l'Astronomie - Solutions du Laboratoire ?	18
1.2.2 Les différentes classes d'expériences en Astrophysique de Laboratoire	19
1.2.3 Quelques expériences d'Astrophysique de Laboratoire	21
1.2.3.1 Comparaison : Etude de l'intérieur des planètes du système solaire et des exoplanètes	21
1.2.3.2 Similitude : Evolution hydrodynamique d'une supernova	23
1.2.4 Lois d'échelle	24
1.2.4.1 La transformation des équations d'Euler entre deux systèmes	24
1.2.4.2 Hypothèses et limites de la description hydrodynamique	27
2 Conditions et diagnostics expérimentaux	37
2.1 Diagnostics passifs : Emission propre	37
2.1.1 Corps noir et température de brillance	37
2.1.2 Surface émissive effective	40
2.1.3 Angle solide	41
2.1.4 Temps d'exposition	42
2.1.5 Réponse du détecteur	44
2.1.5.1 Fonctionnement d'une caméra à balayage de fente	44
2.1.5.2 Calibration en énergie du détecteur	45
2.1.6 Courbes de calibration expérimentales	47
2.2 Diagnostics actifs	49
2.2.1 L'ombroscopie	49

2.2.1.1	Absorption du faisceau	50
2.2.1.2	Réfraction du faisceau	52
2.2.2	L'interférométrie	55
2.2.2.1	L'interféromètre de Nomarski modifié	56
2.2.2.2	Principe de l'interférométrie	58
2.2.2.3	Décalage de franges, phases et densités	59
2.2.3	La radiographie X	62
2.2.3.1	Principe de fonctionnement	62
2.2.3.2	Mesure de la densité	64
2.3	Installations laser de puissance	66
2.3.1	L'installation LULI2000	66
2.3.2	L'installation GEKKO XII	68
2.3.3	Conversion et homogénéisation	68
2.3.3.1	Cristal doubleur	69
2.3.3.2	Lames de phase	69
2.4	Conclusion	70
3	Les Jets Astrophysiques	71
3.1	Formation des étoiles - Naissance des jets d'étoiles jeunes	71
3.2	Jets astrophysiques et objets Herbig-Haro	74
3.2.1	Ejections de matière des étoiles jeunes - Objets Herbig-Haro	75
3.2.2	Problématiques associées aux jets d'étoiles jeunes	77
3.2.2.1	Ejection du jet	78
3.2.2.2	Propagation, collimation et interactions jet/milieu ambiant	81
3.3	Lois d'échelle pour les jets YSO - Description d'un système MHD	85
3.4	Contexte expérimental	87
3.5	Contraintes expérimentales et Conception de cibles	91
3.6	Propagation du jet dans le vide	99
3.6.1	Morphologie du jet de plasma dans le vide	101
3.6.2	Etude de l'influence de Z sur la propagation	112
3.6.2.1	Modification du comportement selon les installations	115
3.7	Interaction du jet avec le milieu ambiant	120
3.7.1	Configuration expérimentale	120
3.7.2	Caractérisation du jet de gaz	122
3.7.3	Morphologie du jet	124
3.7.4	Modification de la vitesse au cours de la propagation	126
3.7.5	Influence de la pression du gaz sur la structure du jet	131
3.8	Comparaison entre jets astrophysiques et jets expérimentaux - Conclusion	136
4	Les Chocs Radiatifs	139
4.1	Contexte astrophysique	139
4.1.1	Les supernovæ, des usines de complexification de la matière	140
4.1.2	Problématiques liées aux explosions de supernovæ	141
4.2	Ondes de choc et relations de Rankine-Hugoniot	143

4.3	Frontière entre régimes hydrodynamique et radiatif	149
4.4	Classification des chocs radiatifs	150
4.5	Contraintes expérimentales et conception de cibles	154
4.6	Vers le régime <i>purement radiatif</i> ?	160
4.6.1	Mesure de la vitesse du choc	161
4.6.2	Estimation de la température du choc	164
4.6.3	Interprétation des observations avec la SOP	166
4.6.4	Classification du choc - Calcul des nombres sans dimension	168
4.7	Morphologie du choc radiatif	170
4.7.1	Emission propre	170
4.7.2	Températures caractéristiques du choc et de l'émission collimatée	172
4.7.3	Interférométrie	174
4.7.4	Comparaison avec un code numérique 2D	177
4.7.5	Evolution de la température : <i>Simulations 1D/2D</i> \leftrightarrow <i>Expérience</i>	180
4.8	Causes de l'émission amont	182
4.8.1	Importance croissante de p_{rad} ?	182
4.8.2	Important préchauffage ?	182
4.8.3	Présence d'électrons chauds ?	183
4.8.4	Effets du précurseur ?	184
4.8.5	Influence des conditions de bords ?	187
4.9	Modification des conditions initiales	192
4.9.1	Pourquoi un tel changement de cible ?	192
4.9.2	Pourquoi changer le milieu de propagation ?	193
4.10	Conclusion	196
5	Les chocs d'accrétion dans les variables cataclysmiques magnétiques	199
5.1	Contexte astrophysique	199
5.1.1	Influence du champ magnétique	200
5.1.2	Intérêt des variables cataclysmiques	201
5.2	Modélisation	202
5.2.1	Hypothèses considérées	204
5.3	Génération de la colonne d'accrétion	206
5.3.1	Configuration expérimentale	207
5.3.2	Transmission du tube	208
5.3.3	Morphologie de la colonne d'accrétion et de la zone d'interaction	211
5.3.4	Comportement du tube	217
5.3.5	Comparaison avec MULTI	218
5.3.6	Influence du bicouche sur la propagation	220
5.4	Modification de la cible	221
5.5	Développement du choc retour	225
5.6	Observation du choc transmis dans le quartz	227
5.7	Choc retour ou éclatement du tube ?	228
5.8	Pertinence de l'expérience avec le cas astrophysique et Conclusion	233

6 Conclusion et Perspectives	235
A Lois d'échelle à deux températures	241

Introduction

L'astrophysique est une discipline riche et variée. Elle prend ses racines loin dans l'Histoire ; les premières observations actuellement recensées remontant jusqu'à l'Antiquité. Eclectique, elle fait appel à des domaines de la physique très divers pour expliquer les processus qui régissent la multitude d'environnements observés. De la physique du solide (planètes telluriques, astéroïdes) à celle des plasmas chauds et denses (intérieurs stellaires) en passant par la physique relativiste et la cosmologie (sursauts γ), elle présente les états thermodynamiques hétéroclites caractéristiques de chaque milieu et parcourt la grande majorité du spectre électromagnétique, des ondes radio aux rayons γ .

Les outils à la disposition d'un astrophysicien se répartissent majoritairement sur trois grandes catégories : l'*observation*, la *théorie analytique* et la *simulation numérique*. C'est par l'observation que tout commence ; les caractéristiques intrinsèques de chaque objet (luminosité, température, vitesse, densité, composition chimique, etc.), leur morphologie et leur dynamique sont extraites des données accumulées par les instruments d'observation et forment la trame sur laquelle sera tissée les diverses hypothèses sur sa formation et son évolution. De ces observations découle tout naturellement l'établissement de théories analytiques et de lois fondamentales auxquelles on associe des approximations plus au moins fortes et qui permettront par la suite de réaliser des prédictions sur le comportement futur de l'objet. La modélisation (ou simulation) numérique apporte, en complément de la théorie, des informations sur les processus physiques étudiés en permettant de visualiser leur dynamique et leur évolution. Elle permet également d'explorer un grand nombre de conditions initiales et d'apprécier leur influence sur le comportement du système.

Cependant, l'essentiel des informations astronomiques relatif à chaque objet n'est accessible que par le biais des photons qu'il émet. En l'absence quasi-totale de mesures *in situ*, notre compréhension de l'Univers repose ainsi entièrement sur l'interprétation des spectres mesurés et sur l'établissement de modèles décrivant ces rayonnements. Une compréhension approfondie du transfert radiatif qui décrit le transport du rayonnement à travers la matière en tenant compte des interactions (émission, absorption, diffusion, réfraction) avec les milieux environnants s'avère donc indispensable. Le diagnostic des objets est rendu d'autant plus difficile du fait du caractère unique, de la non-reproductibilité temporelle et de la complexité des processus liés à un événement physique qui compliquent la confrontation avec d'autres données et n'excluent pas les erreurs liées aux appareils de mesure. Ces restrictions restent liées aux objets effectivement observables ; ceux dont l'éventuel rayonnement émis ne peut nous parvenir ne sont alors observables qu'indirectement, généralement grâce à l'influence qu'ils exercent sur leur environnement. De nombreuses théories restent néanmoins à

l'état de conjecture faute de données observationnelles pouvant accréditer leur validité.

Parallèlement à l'astronomie/astrophysique, les inquiétudes économiques qu'entraînerait l'épuisement prochain des énergies fossiles ainsi que le souci d'une énergie plus propre et moins polluante ont nourris la volonté de réaliser sur Terre la fusion nucléaire. Cet impressionnant défi scientifique a donné naissance à de nombreux programmes nationaux aussi bien dans le cadre de la Fusion par Confinement Inertiel (FCI) que de la Fusion par Confinement Magnétique (FCM). Tout particulièrement, la FCI nécessite pour sa réalisation d'atteindre des états extrêmes de la matière, engendrant en conséquence une nouvelle discipline : la **Physique des Hautes Densités d'Énergie (PHDE)**¹. Ce n'est véritablement que durant les 30 dernières années que le développement d'installations capables de délivrer de hautes densités d'énergie a pris son essor. On compte parmi ces installations autant les lasers de haute puissance que les *Z-pinchs*² qui permettent de délivrer suffisamment d'énergie dans un temps suffisamment court afin d'amener la matière dans les états extrêmes de densités, températures, pression et vitesse requis par la FCI. Outre le but original de leur développement (la réalisation sur Terre de la fusion nucléaire), ces installations permettent aussi l'exploration d'autres domaines de la PHDE : la physique des plasmas, la physique nucléaire, atomique et moléculaire, la science des matériaux, l'hydrodynamique, la magnétohydrodynamique, etc. Plus récemment, elles ont ouvert la voie à un nouveau domaine, l'**Astrophysique de Laboratoire**.

Cette discipline peut surprendre à première vue compte tenu des échelles de temps et d'espace qui caractérisent respectivement l'*Astrophysique* et la *Physique expérimentale*. Néanmoins, les expériences en laboratoire présentent un intérêt certain et peuvent être un outil complémentaire très précieux et très utile aux observations astronomiques puisqu'elles permettent l'observation directe et reproductible des "mêmes" phénomènes physiques sous-jacents, grâce à un contrôle *in situ* des paramètres. La possibilité d'étudier expérimentalement les phénomènes astrophysiques aide à la validation de différents modèles théoriques et numériques développés en astrophysique en mesurant, à titre d'exemple, son évolution temporelle. Cela permet également de tester leur sensibilité selon diverses conditions initiales et en présence de différents processus physiques (champ magnétique, rayonnement, milieu ambiant ...). Les possibilités sont quasi-infinies et le nombre de variables susceptibles de modifier le résultat uniquement limité par l'imagination de l'expérimentateur. Cette approche peu conventionnelle repose sur l'hypothèse que, malgré des dimensions spatio-temporelles très distinctes, l'évolution du plasma en laboratoire est représentative de son supposé homologue astrophysique. Certaines expériences vérifient directement cette propriété mais pour d'autres la justification n'est triviale et dépend de l'existence de lois d'échelle. Celles-ci découlent d'une symétrie associée à l'invariance d'échelle, qui nécessite une étude des propriétés de similitude des plasmas radiatifs.

Un certain nombre d'installations de puissance permettent d'atteindre le régime HDE en

1. équivalent français de *High Energy Density Physics (HEDP)*.

2. *Z-pinch* ou machine à striction axiale. Une méthode alternative à la FCI qui, sous l'effet d'une forte décharge électrique à travers une cage de fils de tungstène ou d'acier entraîne la formation d'un plasma conducteur. Les forces de Lorentz qui en résultent entraînent la striction du plasma sur son axe z (d'où le nom de *Z-pinch*) et permettent d'atteindre des densités et des températures élevées.

fournissant une énergie > 1 kJ sur une cible de quelques mm^3 en seulement quelques nano-secondes (ns). Les plus grandes installations jusqu'à présent recensées incluent OMEGA du *Laboratory for Laser Energetics* (Université de Rochester, USA), la LIGNE D'INTÉGRATION LASER (LIL) au *Commissariat à l'Energie Atomique* et GEKKO XII de l'*Institute of Laser Engineering* (Université de Osaka, Japon). Une contribution importante de lasers un peu moins énergétiques est fournie par le LULI2000 du *Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses* (Ecole Polytechnique, France), VULCAN au *Rutherford-Appleton Laboratory* (près d'Oxford, UK), etc. Sous l'essor de la Fusion par Confinement Inertiel, une nouvelle classe de lasers énergétiques a récemment vu le jour. Capables de délivrer des énergies sur cible de l'ordre du MJ, le NATIONAL IGNITION FACILITY (NIF) du *Lawrence Livermore National Laboratory* (Californie, USA) et le LASER MÉGA JOULE du *Commissariat à l'Energie Atomique* (France) devraient permettre d'atteindre l'ignition. Hormis les lasers de puissance, nous pouvons citer le générateur MAGPIE³ à *Imperial College* (Angleterre) et le plus grand générateur de rayons X au monde, la machine Z aux *Sandia National Laboratories* (USA) comme méthodes alternatives d'étude du régime HED.

Ces installations permettent de placer, de manière reproductible, la matière dans des états extrêmes de densité, de pression et de température. La mesure de ces variables ainsi que le suivi de leur évolution devrait permettre, avec l'aide providentielle de lois d'échelle adaptées, la validation de modèles théoriques et fournir des données repères pour les codes numériques. Les domaines étudiés en Astrophysique de Laboratoire sont vastes et sont souvent empruntés aux autres domaines physiques déjà explicités dans un précédent paragraphe. Nous pouvons en citer quelques-uns qui ont fait l'objet d'études importantes :

- Etude des opacités à très hautes températures afin de mieux comprendre la physique stellaire et le cœur des étoiles [1], [2], [3], [4]
- Etude de la phase, de la conductivité et des équations d'état de matériaux fortement comprimés caractéristiques des intérieurs planétaires [5], [6], [7], [8], [9]
- Etude des nombreuses instabilités hydrodynamiques survenant lors d'explosions de supernovae [10], [11], [12]
- Etude des jets astrophysiques, de leur morphologie et des chocs d'étrave [13]
- Etude de plasmas photoionisés caractéristiques des disques d'accrétion présents autour des trous noirs et des étoiles à neutrons [14]

Sujets de la thèse

Les sujets abordés par l'Astrophysique de Laboratoire sont très vastes allant des domaines jusqu'alors "classiques" d'étude des atmosphères et intérieurs planétaires du système solaire aux sujets jusqu'alors moins "conventionnels" comme l'étude des intérieurs stellaires ou des chocs non collisionnels en passant par l'observation des jets astrophysiques pour même arriver aux explosions de supernovae et aux sursauts γ . Nous allons dans cette thèse réaliser une étude expérimentale sur trois sujets en particulier : les jets astrophysiques, les chocs radiatifs et les plasmas d'accrétion dans le cas de variables cataclysmiques magnétiques (VCM).

3. Acronyme anglais pour *Mega Ampere Generator for Plasma Implosion Experiments*

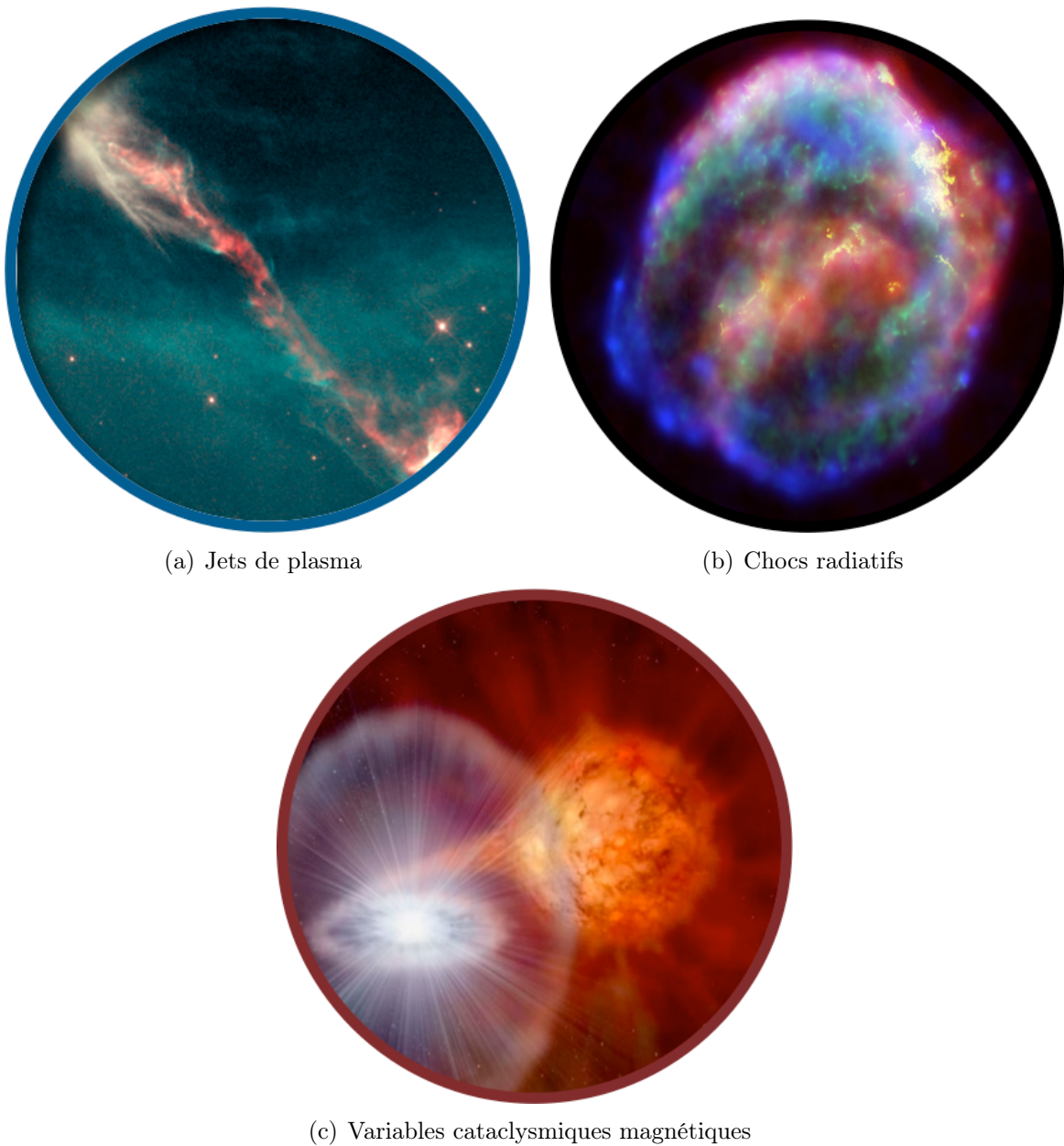


FIGURE 1 Exemples respectifs des trois sujets abordés durant cette thèse : les *jets astrophysiques* (fig. 1(a) → Objet Herbig-Haro HH47), les *chocs radiatifs* (fig. 1(b) → rémanents de la supernova SN1064) et les variables cataclysmiques magnétiques (fig. 1(c) → Vue d'artiste d'une variable cataclysmique intermédiaire).

Les jets de plasma astrophysiques

Les jets de plasmas (figure 1(a)) sont des objets très fréquemment observés dans l'Univers. Emis aux pôles de divers objets compacts (étoile jeune en formation, nébuleuses planétaires, trous noirs, noyaux actifs de galaxies, etc.), ils rendent compte de l'évolution de ces objets célestes. La nature chaude et peu dense des jets d'étoiles jeunes leur confère un caractère

très radiatif, ce qui les rend d'ailleurs facilement observables. Leur spectre de raies, une fois collectés, ont permis aux astronomes de déduire avec beaucoup de précision leurs caractéristiques (vitesses, densités, températures, etc.) et donc de conjecturer sur la nature de la protoétoile génitrice. Cette dernière, nichée au sein d'un disque circumstellaire opaque au rayonnement de l'étoile, est encore relativement peu accessible et les astronomes comptent sur les produits de son évolution pour obtenir plus de renseignements à son sujet.

Chaque étape de la vie du jet est régie par des processus physiques spécifiques. Même si leur nature est relativement bien déterminée par les observations, leur importance et la portée de leur influence sur la structure du jet ne sont pas encore bien établies et les modèles développés par les théories pas encore vérifiées par les données astronomiques. L'existence du jet peut ainsi être découpée en trois parties :

★ L'éjection de la protoétoile

Elle se produit généralement de manière *bipolaire*, perpendiculairement au disque d'accrétion circumstellaire, suggérant un lien très étroit entre les processus d'éjection du jet et d'accrétion. Différents modèles faisant intervenir la pression radiative ont été envisagés mais ceux mettant en avant le rôle fondamental du champ magnétique de l'étoile semblent être plus réalistes bien que les schémas ébauchés hésitent quant à la structure de ce champ. Le modèle le plus accepté fait intervenir l'effet *magnéto-centrifuge* dans lequel l'enchevêtrement des lignes de champ magnétique dans le disque magnétique collimate de manière significative l'écoulement de la matière le long de l'axe de rotation de telle sorte que, lorsque les conditions sont favorables, un jet va émerger de chaque côté du disque d'accrétion.

★ La collimation du jet

Les jets émergents de l'étoile sont tous fortement collimatés avec de très faibles angles d'ouverture (quelques degrés uniquement). Ce caractère unique se poursuit sur de très grandes distances (de l'ordre du parsec) hors du nuage entourant la protoétoile. Or la température élevée du plasma (\sim qqs 10 eV) entraîne une pression thermique importante au cœur et devrait conduire à l'éclatement du jet. Le champ magnétique collimateur de l'étoile en formation poursuit naturellement sur influence mais ses effets diminuent avec la distance et ne peuvent donc en toute rigueur assurer à eux seuls la collimation au-delà d'une certaine distance. Les idées se tournent alors vers l'intervention complémentaire d'importants effets radiatifs qui permettraient d'évacuer une grande partie de l'énergie thermique du cœur sous forme de rayonnement et donc de diminuer la pression conduisant à l'éclatement du jet. L'interaction avec un éventuel milieu ambiant est également supposée apporter en complément une collimation hydrodynamique du jet. Jusqu'à présent, les astrophysiciens s'accordent sur le fait qu'une importante fonction de refroidissement conduit à un rapport d'aspect (Longueur/Diamètre) plus grand mais n'explique pas encore son importance sur les longues distances de propagation.

★ L'interaction avec le milieu interstellaire

Lors de la rencontre du jet avec le milieu interstellaire, une zone d'interaction très complexe se développe à la tête du jet caractérisée par deux chocs (le *disque de Mach* et le *choc d'étrave*) conduisant à la formation d'un cocon de gaz autour du jet. Etant donnée la na-

ture turbulente du milieu, de nombreuses instabilités de type Kelvin-Helmholtz pourraient croître, rompre la stabilité de la structure et entraîner son morcellement.

Chaque étape de la vie du jet est ainsi soumis à des processus physiques dont l'importance propre de chacun est peu clair et nécessite le recours de données supplémentaires. L'intervention de l'expérience, pourvu que les lois d'échelles soient établies et vérifiées, devraient nous permettre de vérifier en quoi chacun des paramètres influence la morphologie du jet. Même si les jets en eux-mêmes sont des objets célestes fascinants à étudier, leur variété dans l'Univers nous laisse entr'apercevoir une influence de l'objet compact géniteur et de l'environnement dans lequel le jet grandit sur sa structure et son évolution. Etudier les jets reviendrait donc *in fine* à étudier l'étoile source sur laquelle nous n'avons que peu de données observationnelles directes. Même si certains acteurs dans la vie du jet sont actuellement inaccessibles en laboratoire (forts champs magnétiques et gravitationnels par exemple), la possibilité de modifier à notre guise les conditions expérimentales initiales est donc un atout très attractif.

Les chocs radiatifs

Les chocs radiatifs [15] sont omniprésents en astrophysique. On peut les rencontrer dans les supernovae (figure 1(b)), à l'intérieur des étoiles dans les atmosphères d'étoiles variables ou bien dans les disques d'accrétion [16].

Typiquement, on parle de choc radiatif lorsqu'un choc hydrodynamique est suffisamment fort pour que le rayonnement produit lors du passage du choc altère de manière significative la matière non choquée en amont. Selon l'énergie du photon émis par le front de choc et les propriétés optiques du milieu amont, le milieu non choqué peut être optiquement fin ou optiquement épais conduisant dans ce dernier cas à la formation d'un *précurseur radiatif* au fur et à mesure que l'énergie perdue par le choc s'accumule en amont [17].

Bien que la production d'un choc ainsi que sa structure au cours de sa propagation aient été largement décrites [18], l'introduction d'un couplage étroit entre hydrodynamique et rayonnement complique singulièrement la tâche et modifie en profondeur la structure même du choc.

Plusieurs études théoriques ont été réalisées sur le sujet dont la première et la plus souvent citée réalisée par Bouquet *et al.* [19] mais elle suppose des chocs radiatifs stationnaires, ce qui est en soi une hypothèse fortement restrictive. Elles ont néanmoins donné naissance à des classifications des chocs radiatifs selon les caractéristiques optiques des milieux en amont et en aval du front de choc [17]. Par de simple considérations de l'importance du flux thermique (resp. pression thermique) par rapport au flux radiatif (resp. pression radiative), il a été possible de dégager trois grands domaines thermodynamiques : le régime *hydrodynamique* (flux et pression radiatifs négligeables), le régime *intermédiaire* (flux radiatif dominant mais pression radiative négligeable) et le régime *purement radiatif* (flux et pression radiatifs dominants).

Atteindre le régime intermédiaire est relativement aisé avec les installations de puissance actuelles qui délivrent des densités d'énergie importantes dans des volumes petits et pendant des durées relativement courtes mais la barrière du régime purement radiatif est beaucoup

plus difficile à franchir d'autant que nous sommes limitées par l'énergie disponible que l'on peut déposer sur cible. Le travail expérimental consiste donc non pas à augmenter la densité d'énergie fournie (trop coûteux) mais à adapter la cible de manière à abaisser la frontière purement radiative en jouant sur le milieu de propagation du choc. Une même vitesse de choc devrait alors être suffisante pour que le milieu rayonne plus. Une fois le régime radiative atteint, nous pourrions alors sonder les zones de part et d'autre du front de choc pour en extraire les propriétés.

Il faut savoir que l'Univers est un environnement particulièrement violent ; de fortes quantités d'énergie sont délivrées pendant des temps très brefs dans des milieux, entraînant la propagation de chocs où une grande partie de l'énergie est perdue sous forme de rayonnement qui sera ensuite absorbé et modifiera profondément la structure du milieu. C'est particulièrement le cas lors des explosions de supernova. Cette explosion ne dure que quelques instants mais le choc qui en résulte comprime fortement la matière permettant ainsi d'atteindre des conditions thermodynamiques telles qu'elles induisent des nucléosynthèses ne se formant nulle part ailleurs. La quantité importante d'énergie libérée sous forme de rayonnement en amont des chocs sert également de catalyseurs à ces réactions. Observer ces phénomènes directement n'est pas aisé, les explosions étant rares et les données collectées peu nombreuses. Pouvoir sonder et caractériser ces chocs devraient donc nous permettre d'apprécier la richesse de ces milieux et d'étudier la dynamique même de ces processus.

Les chocs d'accrétion dans les variables cataclysmiques magnétiques

Les variables cataclysmiques sont des systèmes binaires en interaction composés d'une naine blanche principale très massive et d'une étoile compagnon, généralement une naine rouge de la séquence principale de plus faible masse. Les étoiles sont si proches l'une de l'autre que la gravité de la naine blanche déforme sa compagne et commence à accréter la matière accumulée dans son lobe de Roche pour former un disque d'accrétion.

Certains de ces objets s'accompagnent d'un rayonnement fortement polarisé, expliqué par la présence d'un important champ magnétique autour de la naine blanche. Selon la puissance de ce champ magnétique et de la distance entre les deux étoiles, le système binaire présente une morphologie singulièrement différente, nous permettant de distinguer trois catégories spécifiques, les *variables cataclysmiques non magnétiques* ($\mathcal{B} < 1$ MG \rightarrow présence d'un disque d'accrétion), les *polaires intermédiaires* ou étoiles de type **DQ Herculis** ($1 < \mathcal{B} < 10$ MG \rightarrow partie interne du disque d'accrétion perturbée) et les *polaires* ou étoiles de type **AM Herculis** ($\mathcal{B} > 10$ MG \rightarrow aucun disque d'accrétion).

Peu d'informations concrètes sont directement déductibles des spectres mesurés du fait de la présence du disque d'accrétion qui empêche les observateurs d'accéder directement aux zones de chocs qui sont normalement très émissives. Les *polaires* (figure 1(c)) sont particulièrement intéressantes puisque leur magnétosphère empêche la formation du disque d'accrétion nous permettant ainsi de percevoir une importante quantité de rayonnement émis par la zone choquée proche de la photosphère de la naine blanche. Elles forment une classe astrophysique importante de sources X et permettent l'établissement de modèles précis pour l'étude des processus d'accrétion dans des conditions astrophysiques extrêmes.

Puisque le champ magnétique est particulièrement fort, la matière accrétée suit de manière directe les lignes de champ magnétique selon une vitesse radiale de chute libre vers les pôles de la naine blanche. La matière tombante est choquée près de la surface de la naine blanche et rayonne sur l'ensemble du spectre électromagnétique, des rayons X aux infrarouges par le biais des effets bremsstrahlung et cyclotron.

Etant donné que le gaz chauffé est généralement chaud ($\sim 10^8$ K), il s'expand et rayonne. Une hauteur d'équilibre est atteinte lorsque la matière choquée a suffisamment de temps pour refroidir et décélérer. Toute cette phase instationnaire est cruciale dans le développement du système. Plusieurs variables cataclysmiques magnétiques présentent une oscillation quasi-périodique qui semblent être causée par les émissions bremsstrahlung. Comprendre les propriétés de cette zone choquée est donc indispensable puisque les principales propriétés des naines blanches ne sont déduites qu'à partir du fit du spectre et des hypothèses sur cette zone de refroidissement. Malheureusement, la longueur de cette zone est de l'ordre de 100 km ce qui la rend très difficile à observer. Une étude expérimentale prend alors tout son sens puisqu'elle permettrait alors de sonder et de caractériser cette zone spécifique.

Objectifs et plan de la thèse

Les buts de cette thèse sont donc multiples car nous avons exploré trois sujets différents succinctement décrits dans les paragraphes précédents. Elle s'inscrit dans la suite naturelle de deux thèses présentées au sein du groupe quelques années auparavant par B. Loupiaz [20] qui a démontré la possibilité de générer, caractériser et diagnostiquer un jet de plasma dans le vide et d'étudier son interaction avec un milieu ambiant ; et T. Vinci [21] qui s'est appliqué à recréer en laboratoire des conditions propices à un choc radiatif dont il a ensuite comparer les caractéristiques expérimentales avec les résultats fournis par des codes numériques.

Nous diviserons cette thèse en trois parties bien distinctes correspondant au trois objets astrophysiques étudiés et autour desquelles nous fournirons les outils physiques nécessaires à leur compréhension.

Dans un premier chapitre, nous présenterons l'Astrophysique de Laboratoire, domaine central qui articulera toute cette thèse. Nous aborderons à la fois le contexte expérimental en présentant brièvement le domaine des Hautes Densités d'Energie et les différents moyens à notre disposition pour l'atteindre pour ensuite peindre rapidement le contexte astrophysique avant de nous intéresser aux avantages que peut apporter cette nouvelle discipline pour combler les lacunes de l'astronomie et de l'astrophysique. Nous énumérons ensuite les différents types d'expériences possibles en Astrophysique de Laboratoire et dans quelle mesure ils peuvent aider à la compréhension de phénomènes astrophysiques. Une attention toute particulière sera accordée aux lois d'échelle qui sont la pierre angulaire sans laquelle ce travail n'aurait pas pu se faire. Un panel d'expériences sera enfin présenté afin de donner un aperçu de quelques sujets abordés dans cette discipline.

Le chapitre suivant sera principalement axé sur la description des diagnostics expérimentaux que nous avons utilisés. Principalement visibles mais aussi X, ils seront présentés avec

soin ainsi que les méthodes qui permettent d'extraire les paramètres étudiés, à savoir la température, la densité électronique, la densité massique (ou masse volumique) et la vitesse. Les outils numériques (codes d'hydrodynamique radiative 1D et 2D) utilisés pour dimensionner les cibles puis pour interpréter les résultats obtenus seront succinctement présentés mais nous renvoyons le lecteur aux thèses de L. Boireau [22], T. Vinci [21] et de M. González [23] qui en ont fait leur principal sujet d'études. Nous discuterons aussi des algorithmes numériques utilisés et améliorés pour exploiter les interférogrammes 2D mesurés pour suivre l'évolution spatiale de la densité électronique.

Dans le troisième chapitre, nous aborderons le travail réalisé sur les jets astrophysiques. Nous présenterons les différentes étapes de la formation stellaire en insistant sur l'étape d'éjection des jets de plasmas. Nous aborderons ensuite les principaux sujets d'étude sur les différentes étapes de la vie du plasma (éjection - propagation - interaction avec le milieu ambiant) et les principaux problèmes rencontrés. Puis nous affinerons les lois d'échelle en y incluant le champ magnétique pour ensuite présenter le travail expérimental réalisé. Nous nous sommes principalement concentrés ici sur les processus de collimation sur de longues distances et en particulier sur l'influence des pertes radiatives et du milieu ambiant sur cette collimation. Par une modification des matériaux composant la cible, nous montrerons comment nous pouvons modifier l'importance du facteur de refroidissement et ainsi améliorer la collimation du jet. L'introduction d'un milieu ambiant sur le trajet du jet nous permettra enfin d'observer la formation d'un cocon localisé autour du jet et la propagation d'un choc d'étrave en amont.

Un quatrième chapitre sera consacré à l'étude des chocs radiatifs. On commencera par rappeler le contexte astrophysique avant de passer en revue les fondements physiques de l'hydrodynamique plane. Nous étudierons d'abord la génération et la propagation des ondes de choc forts à travers les relations de Rankine-Hugoniot. Nous regarderons ensuite dans quelle mesure le rayonnement intervient dans la structure et la dynamique du choc et comment il modifie la théorie à travers un modèle de choc stationnaire. Une classification des chocs ainsi que le résultat d'expériences seront ensuite présentés et nous étudierons comment en produisant des chocs de plus en plus rapides, il est possible d'observer une influence du rayonnement et de changer de classe radiative. L'observation de la manière non choquée en amont du front de choc révélera la présence inattendue d'une zone de plasma émissive, collimatée et plus dense dont nous essayerons de déterminer l'origine. L'étude des nombres sans dimension permettra enfin d'obtenir des renseignements précieux sur le comportement du choc.

Avant de conclure, nous présenterons dans un dernier chapitre l'ébauche d'un projet concernant l'étude de la colonne d'accrétion dans le cadre des variables cataclysmiques magnétiques de type *polaires*. Après s'être attardés sur le contexte astrophysique, nous introduirons les lois d'échelle calculées pour un plasma à deux températures avant de présenter les résultats expérimentaux de deux premières expériences visant à produire en laboratoire une maquette de la colonne d'accrétion puis à générer et diagnostiquer des chocs d'accrétion dans des régimes pertinents pour l'astrophysique. Nous réaliserons une étude paramétrique en changeant les conditions initiales afin d'observer leur influence sur les plasmas et chocs produits avant de les comparer avec les simulations numériques.

Chapitre 1

De la Physique des Hautes Densités d’Energie à l’Astrophysique de Laboratoire

Nous allons au cours de ce chapitre exposer ce qu’on appelle l’*Astrophysique de Laboratoire*, une discipline autour de laquelle s’articule toute cette thèse. Dans un premier temps, nous ferons un rappel succinct du contexte physique dans lequel elle s’inscrit. Nous explorerons le domaine des Hautes Densités d’Energie (HDE), définirons le régime de densités, pressions, températures qui le caractérise pour ensuite montrer comment celui-ci peut être atteint. Puis nous examinerons le point de vue astrophysique en faisant une rapide synthèse des phénomènes physiques susceptibles d’être étudiés expérimentalement en laboratoire. A partir de la section 1.2, nous aborderons les atouts que présente l’étude de certaines situations astrophysiques en laboratoire en exposant les différents types d’expériences qu’il est possible de réaliser et dans quelle mesure elles peuvent être comparées aux cas astrophysiques. Enfin, nous rappellerons les outils sans lesquels toute comparaison avec le cas astrophysique ne pourrait être envisagée, les *lois d’échelles*.

1.1 Contexte expérimental : le Laboratoire

Comme nous l’avons explicité dans l’introduction, la majorité des infrastructures capables de délivrer de hautes densités d’énergie s’est largement et rapidement développée sous l’influence des programmes nationaux visant à réaliser la Fusion nucléaire par Confinement Inertiel (FCI). Ces installations permettent d’amener la matière dans des états extrêmes de densité, température et pression pertinents pour cet objectif dont l’enjeu sociétal est important. Ces états appartiennent pour la plupart au régime dit des *Hautes Densités d’Energie* dont les caractéristiques ainsi que les domaines de pression, températures et densités sont exposées sur la figure 1.1 ainsi que dans le rapport [24].

1.1.1 Régime des Hautes Densités d'Énergie (HDE)

Les régions de densités et de pression appartenant au régime HDE sont excessivement vastes et couvrent une multitude de phénomènes astrophysiques tous aussi différents les uns que les autres. Elles englobent aussi bien les situations les plus extrêmes (sursauts γ , intérieurs de supernovae, etc.) comme les plus familières (planètes telluriques ou géantes, étoiles de la séquence principale comme le Soleil par exemple). Vue la disparité des conditions thermodynamiques propres à chaque phénomène (fig. 1.1), il est difficile de définir les conditions limites d'appartenance au régime HDE.

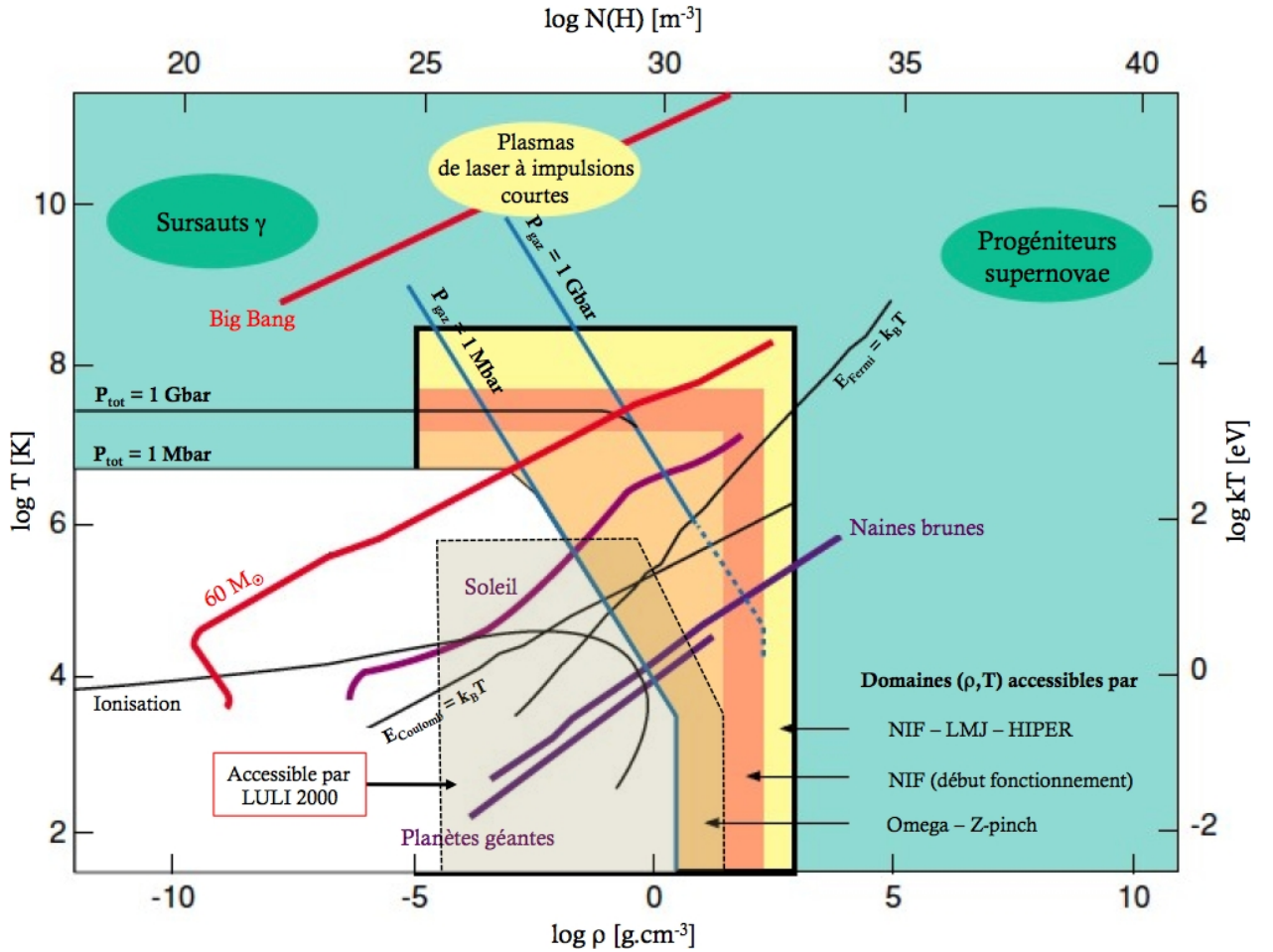


FIGURE 1.1 Diagramme de phase de l'hydrogène présentant les différents régimes de plasmas selon les domaines de (ρ, T) atteints. Les conditions expérimentales caractéristiques des installations de puissance pertinentes y sont indiquées et montrent les états astrophysiques accessibles en laboratoire. Diagramme adapté de [24]

Une définition actuellement admise énonce que les états de hautes densités d'énergie (HED) existent lorsque la densité d'énergie apportée à un matériau est comparable à sa densité d'énergie interne à température ambiante [25]. L'hydrogène étant l'élément le plus présent dans l'Univers, nous prendrons donc comme référence et limite pour le régime HDE la

densité d'énergie de liaison d'une molécule d'hydrogène (qui est du même ordre que le module d'incompressibilité¹ des matériaux solides) soit $E_{H_2} \equiv E_{HED} = 10^{11} \text{ J/m}^3$. De cette valeur, nous pouvons en déduire d'autres grandeurs équivalentes à partir de laquelle les états HDE peuvent être atteints. Ainsi, une densité d'énergie de 10^{11} J/m^3 correspond à une pression P de 1 Mbar.

Atteindre une telle pression peut se faire de diverses façons (laser, canons à plasmas, enclumes à diamants, presses à grand volume, rayons X, rayonnement de corps noir, etc.) mais la méthode privilégiée durant cette thèse reste l'irradiation laser directe. Pour atteindre une pression suffisante avec un laser de puissance, il est nécessaire de pouvoir fournir à la matière une quantité importante d'énergie ($E \gtrsim 1 \text{ kJ}$) dans de très petits volumes (typiquement de l'ordre de 1 mm^3) et sur de très courts intervalles temporels (τ de l'ordre de quelques ns). Mora [26] explicita en 1982 la relation entre l'intensité laser et la pression d'ablation exercée sur cible. Il montra que si l'intensité laser est supérieure à une intensité critique

$$I_{crit} [\text{W/cm}^2] \approx 2 \times 10^{13} \cdot \frac{\tau^{3/2}[\text{ns}]}{\lambda^5[\mu\text{m}]} \cdot \left(\frac{Z^*}{3.5}\right)^{3/2} \left(\frac{A}{2Z}\right)^{5/4} \quad (1.1)$$

alors la pression d'ablation P_{abl} est donnée par l'expression

$$P_{abl}[\text{Mbar}] = 12.3 \cdot \left(\frac{I [10^{14} \text{W/cm}^2]}{\lambda[\mu\text{m}]}\right)^{2/3} \left(\frac{A}{2Z}\right)^{1/3} \quad (1.2)$$

Si au contraire, l'intensité laser sur cible est inférieure à l'intensité critique (1.1) alors la pression d'ablation suit une autre loi donnée par [27] :

$$P_{abl}[\text{Mbar}] = 11.6 \cdot \frac{(I [10^{14} \text{W/cm}^2])^{3/4}}{(\lambda[\mu\text{m}])^{1/4}} \left(\frac{A}{2Z}\right)^{7/16} \left(\frac{Z^* \tau[\text{ns}]}{3.5}\right)^{-1/8} \quad (1.3)$$

avec I l'intensité laser sur cible exprimée en 10^{14} W/cm^2 , λ la longueur d'onde en μm et τ la durée de l'impulsion caractéristiques de l'installation laser utilisée en ns; A et Z étant respectivement le nombre de masse et le numéro atomique du matériau ablateur. Nous nous intéresserons plus en détails à la limite HDE propre à chaque installation mais nous pouvons déjà donner un ordre de grandeur $I_{crit} \sim 3.8 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ pour une installation kilojoule moyenne de type LULI2000 (impulsion de $\sim 1 \text{ ns}$ de longueur d'onde égale à $1 \mu\text{m}$) et une cible de CH, matériau souvent utilisé dans les expériences de laboratoire. Cette pression peut également être obtenue grâce à l'action de rayons X (générés de manière indirecte par irradiation laser d'une cavité en or ou bien grâce à un *Z-pinch* par exemple) pourvu que la température de corps noir atteigne $\sim 75 \text{ eV}$.

1. On rappelle que le *module d'élasticité isostatique* K (*bulk modulus* en anglais) exprime le taux de résistance d'un matériau soumis à une contrainte isostatique. Il donne une estimation de la variation pression ΔP qu'il faut apporter au matériau pour faire varier son volume d'une valeur ΔV : $K = -V \cdot (\partial P / \partial V)_T$. Le module d'incompressibilité isotherme χ_T est défini en thermodynamique comme $\chi_T = 1/K$

1.1.2 Les outils expérimentaux

Nous avons vu dans la sect. 1.1.1, les limites caractéristiques du régime HDE. La densité d'énergie minimale qu'il faut fournir à un système afin d'entrer dans un tel domaine (*i.e.* 10^{11} J/m^3) peut s'obtenir de nombreuses façons. Un outil sera privilégié par rapport à un autre selon ses caractéristiques intrinsèques (durée et mode de fonctionnement, énergie et intensité délivrée, etc.) mais aussi en fonction de la possibilité et la flexibilité d'installation de diagnostics pour l'étude d'un phénomène précis. Eut égard aux énergies nécessaires et aux phénomènes astrophysiques qui seront abordés durant cette thèse (chocs radiatifs, jets de plasma, choc d'accrétion), nous décrirons uniquement deux types d'installations : les *lasers de puissance* et les *Z-pinches*.

1.1.2.1 Les lasers de puissance

En règle générale, une installation laser (fig. 1.2) se compose de trois éléments. Elle commence avec le *pilote* qui délivre, grâce à des ensembles opto-électroniques et un oscillateur, un faisceau laser de très haute qualité, initialement de faible énergie (\approx qqs 10^{-9} J). Le passage du faisceau à travers des modules pré-amplificateurs porte son énergie de quelques 10^{-9} J à 1 J . Le pilote a pour rôle de générer le faisceau, de lui donner sa forme temporelle et spatiale ainsi que son spectre.

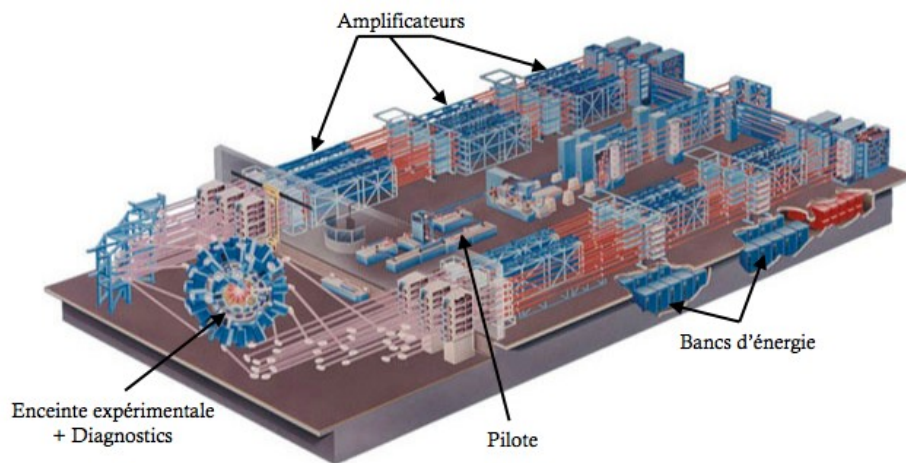


FIGURE 1.2 L'installation laser OMEGA au *Laboratory of Laser Energetics* (Université de Rochester, USA).

Cette impulsion doit ensuite être fortement amplifiée afin d'obtenir l'énergie nécessaire (au minimum de l'ordre de 500 à 20 000 fois pour les plus grandes installations). C'est le rôle de la *chaîne amplificatrice* (appelée aussi *chaîne de puissance*). Le faisceau passe donc à travers plusieurs barreaux/disques de verre dopés au néodyme qui vont servir de milieu amplificateur. Des lampes flashes sont disposées autour des plaques de verre et vont convertir l'énergie électrique délivrée par des condensateurs en rayonnement destiné au pompage optique des verres laser.

En *fin de chaîne*, le faisceau issu des sections amplificatrices est transporté sur de grandes distances grâce à un jeu de miroirs successifs vers la salle d'expérience. Des cristaux KDP² permettent grâce à un couplage non-linéaire d'ondes une conversion de fréquence, en général de l'infrarouge au visible ou de l'infrarouge à l'ultraviolet. Après conversion de fréquence, le faisceau est focalisé au centre de la chambre d'expérience à l'aide de lentilles voir de réseaux (LMJ).

De nombreux lasers de puissance sont rapidement apparus durant les dernières décennies. Sous l'essor des programmes de recherche visant à réaliser la fusion par confinement inertiel, des installations de plus en plus énergétiques comme le NATIONAL IGNITION FACILITY (NIF) du *Lawrence Livermore National Laboratory* (Californie, USA) et le LASER MÉGA JOULE du *Commissariat à l'Energie Atomique* (France) sont maintenant capables de délivrer des énergies pouvant atteindre le MJ. Une contribution importante des découvertes dans ce domaine a néanmoins été réalisée par des lasers un peu moins énergétiques (jusqu'à plusieurs dizaines de kJ) comme OMEGA du *Laboratory for Laser Energetics* (Université de Rochester, USA), la LIGNE D'INTÉGRATION LASER (LIL) au *Commissariat à l'Energie Atomique* et GEKKO XII de l'*Institute of Laser Engineering* (Université de Osaka, Japon). Dans cette thèse, nous avons pu profiter, en complément de GEKKO XII, d'installations du régime kJ comme le LULI2000 du *Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses* (Ecole Polytechnique, France) et VULCAN au *Rutherford-Appleton Laboratory* (près d'Oxford, UK), plus accessibles et avec un taux de répétition plus important.

1.1.2.2 Les *Z-pinches* ou machines pulsées

Outre les lasers de puissance, les machines pulsées (et en particulier les *Z-pinches*) se sont révélées être des outils très utiles pour l'étude en laboratoire de processus astrophysiques. Dans cette installation, un très fort courant électrique est délivré à travers une cage cylindrique de fils de tungstène ou d'acier. Sous l'effet de la chaleur, les fils se transforment en plasma conducteur. Les forces de Lorentz entraînent la striction du plasma sur son axe Z (d'où l'appellation de *Z-pinch*). L'augmentation brutale de pression qui en résulte provoque, lors de la collision du plasma au centre, la conversion de l'énergie cinétique et magnétique en énergie thermique, générant ensuite de très fortes radiations de rayons X qui vont à leur tour comprimer la cible au cœur du système.

La plus grande installation de machine pulsée de type *Z-pinch* (fig. 1.3) se trouve au *Sandia National Laboratory* (Albuquerque, USA) sur laquelle on applique un courant d'environ 20-30 MA à de fins fils métalliques pendant 100 à 200 ns. La striction du plasma sur son axe produit de ce fait ~ 2 MJ de rayons X thermiques pour une température de cavité (dans le cas de la FCI) avoisinant les 100-150 eV. On compte plusieurs autres installations de ce type pouvant délivrer de 1 à ~ 10 MA dont l'installation SATURN également à Sandia, le générateur pulsé TeraWatt MAGPIE de l'Imperial College à Londres et, plus localement, l'installation SPHINX au Centre d'Etudes de Gramat en France.

2. KDP ou *dihydrogène phosphate de potassium*

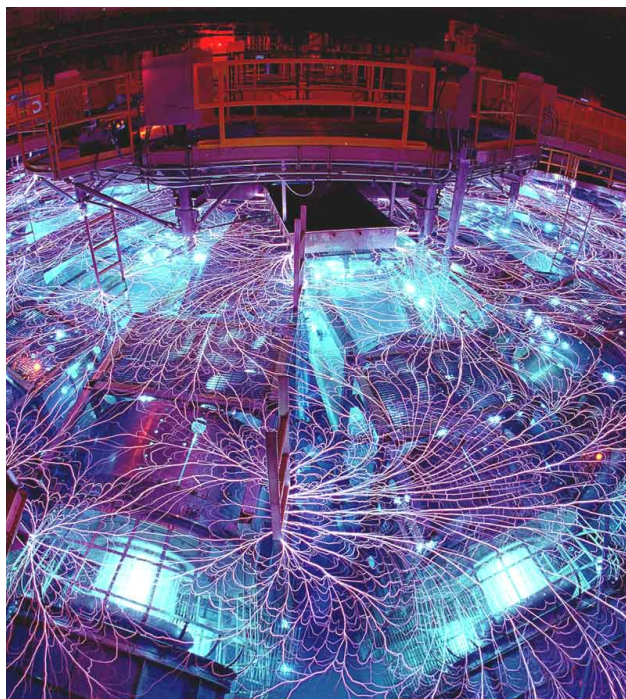


FIGURE 1.3 La machine Z au *Sandia National Laboratory* (Albuquerque, USA).

1.1.3 Choix de l'installation de puissance

Affirmer qu'un type d'installation est plus attractif qu'un autre serait présomptueux car elles sont toutes suffisamment différentes pour les rendre difficiles à comparer. Chacune de ces machines de hautes énergies ont leurs propres avantages et inconvénients ; suivant le problème posé, l'un ou l'autre type est alors mieux adapté.

Beaucoup de travaux en Astrophysique de Laboratoire ont pu par exemple être réalisés grâce aux *Z-pinches*, notamment pour ce qui concerne les équations d'état, primordiales dans l'étude du comportement des matériaux composant les intérieurs planétaires. Une partie du chapitre 3 montrera également comment ces installations, qui produisent intrinsèquement un champ magnétique plus ou moins intense selon la géométrie des fils choisie, permettent la génération de jets supersoniques et donnent accès à des informations pertinentes sur le rôle du champ magnétique dans l'éjection d'un jet [28, 29, 30].

Contrairement aux *Z-pinches*, les lasers de puissances permettent facilement de découpler les différents processus physiques qui interviennent dans l'étude expérimentale des cas astrophysiques (champ magnétique extérieur, effet radiatif, milieu ambiant, etc.). La grande flexibilité des configurations laser (profils spatio-temporels de l'impulsion, énergie sur cible, longueur d'onde) qui peuvent "facilement" être modifiées au cours des expériences ainsi que l'implantation relativement aisée de nombreux diagnostics en font un outil d'étude expérimentale souvent privilégié.

En parallèle, l'essor récent des lasers à impulsions courtes ultra-intenses ont également permis le développement de nouvelles sources X et de particules, qui une fois caractérisées,

fournissent des renseignements d'autant plus importants sur la structure des plasmas étudiés. Toute une physique des plasmas articulée autour des lasers ultra-intenses s'est également développée et les applications sont nombreuses (accélération d'électrons et d'ions, etc.) avec des conséquences directes sur la FCI.

1.2 Astrophysique de Laboratoire : une solution complémentaire aux observations astronomiques

L'Univers regorge d'objets ou situations présentant des conditions extrêmes de vitesse, de densité, de pression et de température caractéristiques du régime HDE. Du point de vue astrophysique, la *gravitation* joue pratiquement toujours un rôle important dans l'établissement de ces états. Il est très facile de réaliser une estimation grossière de la pression thermique interne (P_{int}) au cœur de quelques grands objets de notre système solaire. Si on considère un objet astrophysique de masse M et de rayon R à l'équilibre électrostatique alors la pression interne est, dimensionnellement parlant, directement proportionnelle à $P_{int} \propto [3/4\pi] \times [G M^2/R^4]$ avec G la constante de gravitation universelle égale à $6.6726 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{kg}^{-1}$. Le tableau 1.1 présente le simple calcul de la pression interne au cœur de quelques objets du système solaire à laquelle on compare la pression réelle estimée expérimentalement.

Objet céleste	Masse M	Rayon R	$P_{int}^{\text{théorique}}$	$P_{int}^{\text{réelle}}$
Terre	$5.9736 \times 10^{24} \text{ kg}$	$6.371 \times 10^6 \text{ m}$	$\sim 3.45 \text{ Mbar}$	$\sim 3.6 \text{ Mbar}$
Jupiter	$1.8986 \times 10^{27} \text{ kg}$	$7.149 \times 10^7 \text{ m}$	$\sim 27.6 \text{ Mbar}$	$\sim 40 \text{ Mbar}$
Soleil	$1.9891 \times 10^{30} \text{ kg}$	$6.96 \times 10^8 \text{ m}$	$\sim 2.69 \text{ Gbar}$	$\sim 200 \text{ Gbar}$

TABLE 1.1 Estimations théoriques de la pression interne au cœur de plusieurs objets du système solaire

Dans les étoiles, la pression gravitationnelle exercée par la masse stellaire environnante crée un environnement où les réactions nucléaires deviennent possibles ce qui conduit inévitablement à de plus importantes pressions et explique la nette différence de pression au cœur des étoiles présentée dans le tableau 1.1. Cette différence est encore plus accentuée dans les systèmes extrêmes comme les explosions de supernovae. Pour citer un exemple parmi tant d'autres, dans le cas où l'explosion d'une supernova donne naissance à une étoile à neutrons, on estime que le champ magnétique à la surface d'une telle étoile est de l'ordre de 1 TG (soit 10^{12} Gauss) conduisant ainsi à une pression magnétique d'environ 40 Pbar (soit 10^{15} bar) [31].

Hormis pour le Soleil et les supernovae, les pressions internes au cœur des planètes aussi bien telluriques (comme la Terre) que géantes gazeuses (comme Jupiter) sont accessibles en laboratoire. En effet, nous avons vu dans la section 1.1.1 qu'une intensité minimale de l'ordre de $3.8 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (pour une longueur d'onde de $1 \mu\text{m}$) était suffisante pour atteindre

une pression d'ablation de 1 Mbar. Le domaine des Mbar est donc aisément accessible avec les installations de puissance actuelles dont les intensités sur cible sont facilement de l'ordre de $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$. Elles devraient donc permettre d'approcher les phénomènes astrophysiques et même, dans certains cas, de les reproduire fidèlement et dans leur intégralité.

1.2.1 Limites de l'Astronomie - Solutions du Laboratoire ?

De nombreuses découvertes astronomiques furent réalisées depuis l'avènement des télescopes spatiaux. Nous en expliciterons rapidement quelques-unes à travers les chapitres suivants en essayant de donner un aperçu le plus large possible des richesses que peut apporter l'observation de l'Univers. Le rôle des expériences de laboratoire en astrophysique devient moins évident si l'on prend en compte les échelles caractéristiques mises en jeux, différentes de plusieurs ordres de grandeur.

Les observations astronomiques sont nombreuses mais malgré les avancées technologiques significatives de ces dernières années en matière de diagnostics astrophysiques, elles restent *passives* et ne fournissent des renseignements que sur les phénomènes dont la lumière émise peut être perçue par les instruments. Les autres phénomènes sont généralement perçus de manière indirecte, principalement grâce à leur influence sur leur environnement. La présence des trous noirs, par exemple, n'est détectée que par son action gravitationnelle sur son environnement, soit par les effets qu'ils exercent sur les trajectoires des étoiles proches, soit au sein des microquasars et des noyaux actifs des galaxies, où de la matière, située à proximité, tombant sur le trou noir va se trouver considérablement chauffée et émettre un fort rayonnement X. Une découverte plus récente et fortuite est celle de l'existence des exoplanètes. Puisqu'une planète ne produit pas elle-même de lumière, leur détection est intimement liée à une variation/diminution de l'intensité spectrale observée de l'étoile centrale lorsque la planète passe devant elle.

Les processus astrophysiques se déroulent sur des échelles de temps et d'espace très importantes qui diffèrent de plusieurs ordres de grandeur (pouvant parfois atteindre 25!) avec les échelles caractéristiques du laboratoire. Par ailleurs, les observations astronomiques relatent des événements ponctuels dans le temps qui se sont généralement déjà produits plusieurs milliards d'années auparavant et il est pratiquement impossible d'observer un phénomène dans son intégralité et ce, même si on suit l'évolution d'un phénomène détecté depuis l'Antiquité. Nous pouvons donc qualifier les observations astronomiques comme étant, pour la plupart, des *instantanés* de phénomènes physiques passés dont ne peut généralement extraire les caractéristiques thermodynamiques que localement, dans les zones émissives.

Au contraire des observations astronomiques, les expériences en laboratoire n'offrent pas *a priori* de telles contraintes. La durée d'un phénomène en laboratoire dépassant rarement la seconde, il est aisé de réaliser de nombreux tests/expériences afin de pouvoir observer dans son intégralité le processus étudié et surtout vérifier sa *reproductibilité*. Une maîtrise des conditions initiales par le biais d'un choix judicieux de cibles, assure la possibilité de pouvoir observer leur influence sur l'évolution du phénomène. Néanmoins, eut égard aux échelles de temps (nanoseconde à microseconde) et d'espace (micromètre voir centimètre) caractéristiques des phénomènes étudiés en laboratoire, le développement de diagnostics adaptés,

toujours plus performants et possédant les résolutions adéquates pour étudier leur évolution s'avère nécessaire. L'accessibilité du phénomène en laboratoire a également été facilitée par l'utilisation non seulement de diagnostics *passifs* mais aussi *actifs* par l'intermédiaire d'un ou plusieurs faisceaux annexes (visible, rayons X, particules, etc.) qui vont sonder directement la matière et permettre l'extraction de données autres que celles obtenues grâce à l'émission propre du plasma.

1.2.2 Les différentes classes d'expériences en Astrophysique de Laboratoire

Au regard des nombreux avantages qu'apportent l'expérience en laboratoire (reproductibilité, flexibilité, accessibilité, etc.), il est tentant de vouloir reproduire à des échelles humaines les phénomènes astrophysiques que l'on peine à observer afin de valider théories et modèles numériques. Cette hypothèse suppose que, malgré des échelles spatio-temporelles très distinctes, l'évolution du plasma en laboratoire est représentative de son "homologue" astrophysique. Certaines expériences vérifient effectivement cette propriété mais pour la plupart, cela est loin d'être trivial et le caractère astrophysique d'une expérience repose uniquement sur l'existence de *lois d'échelle*. Celles-ci découlent d'une symétrie associée à l'invariance d'échelle et nécessite l'étude des propriétés de similitude des écoulements radiatifs. Outre celles-ci, il est tout aussi important d'étudier la dynamique et le comportement des écoulements afin d'en comprendre les propriétés fondamentales. Un travail approfondi a été réalisé par E. Falize sur le sujet [32] où il s'est appliqué à renforcer le lien entre ces deux domaines en étendant l'étude des similitudes à celles des propriétés d'auto-similarités.

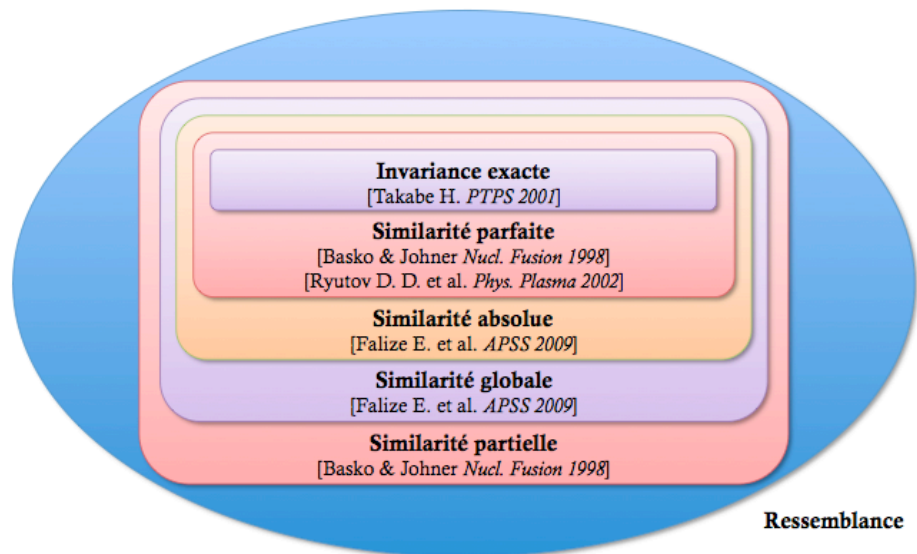


FIGURE 1.4 Représentation schématique de la classification des expériences en astrophysique de laboratoire. La progression vers le centre insiste sur la nécessité de critères d'invariance de plus en plus stricts (adapté de [33]).

Les expériences en astrophysique de laboratoire peuvent être classées dans différentes catégories [33] selon le type de similarité et le degré de restriction et d'exigence qu'elle demande comme explicité dans la figure 1.4 :

1. **Invariance exacte** appelé aussi *sameness of physics* (\sim Exactitude) [34]. Cette catégorie regroupe les expériences visant à reproduire les conditions thermodynamiques exactes caractéristiques d'un objet ou phénomène astrophysique afin d'en étudier le comportement et les propriétés. Cette classe d'expérience pourrait être considérée comme *statique* car elle ne fait pas intervenir directement les notions de temps et d'espace et permet, par l'étude de la matière dans des conditions extrêmes, de fournir des valeurs référence fiables pour valider les modèles de matière. On retrouve dans cette catégorie, les expériences relatives aux équations d'état (EOS pour *Equation of State*) et les opacités. De nombreuses expériences de ce type, dont quelques-unes présentées dans la section 1.2.3, se sont focalisées sur l'étude de la matière aux cœurs des planètes, sur la surface et à l'intérieur des étoiles.
2. **Similarité** Bien que les échelles de temps et d'espace soient drastiquement différentes, il est possible de trouver des similitudes dans l'évolution des processus physiques entre Laboratoire et Univers à travers l'établissement de *lois d'échelles*. Ces expériences dites *dynamiques* (par comparaison avec les expériences d'invariance exacte dites *statiques*) ne sont comparables aux phénomènes astrophysiques que si le système que l'on veut étudier possède des propriétés de similitude et si les lois d'échelle existent et sont vérifiées.
 - (a) *Similarité parfaite* Concept introduit par Ryutov et Remington en 2003 [35], ce type de lois d'échelle fut pour la première fois identifié en hydrodynamique par Basko et Johner en 1998 [36]. Cette catégorie de lois d'échelle consiste à l'adaptation des variables de temps et d'espace uniquement.
 - (b) *Similarités globale (ou absolue) et partielle* Ces deux classes de lois d'échelle sont très utiles pour adapter une configuration de cibles à différentes installations de puissance. Reposant sur l'invariance de la symétrie de Lie, les similarités globale et partielle nécessitent uniquement l'invariance de la forme des équations. La différence entre les deux repose principalement sur le nombre de paramètres libres utiles à l'établissement de lois d'échelle [37].
 - (c) *Similarité partielle* Cette dernière classe de similarité consiste à ne conserver uniquement qu'une partie des équations et à observer les effets des phénomènes physiques sur l'évolution des différentes quantités. Ce principe a été utilisé par Basko et Johner en 1998 [36] lors d'une étude numérique sur les dynamiques d'implosion et de formation du point chaud en FCI.
3. **Ressemblance** Cette catégorie regroupe toutes les expériences reproduisant des processus proches de ceux observés dans l'Univers sans pour autant pouvoir être directement comparable avec la situation astrophysique. Bien que ces expériences ne produisent pas "directement" des phénomènes astrophysiques, elles aident à la compréhension de la physique sous-jacente et permettent de valider des portions de codes numériques astrophysiques.

Nous verrons par la suite pour chaque situation astrophysique étudiée dans cette thèse quelle catégorie d'expérience est la plus appropriée bien que aux vus des objets étudiés (chocs radiatifs, jets d'étoiles jeunes, plasmas d'accrétion), les expériences d'invariance exacte (\equiv exactitude) semblent pour le moins inaccessibles tandis que les expériences dynamiques de similitude visant reproduisant l'évolution et la dynamique du phénomène astrophysique sont théoriquement possibles.

1.2.3 Quelques expériences d'Astrophysique de Laboratoire

Il revient, après avoir énoncé les différentes catégories d'expériences réalisables en Astrophysique de Laboratoire, de présenter concrètement un ou deux exemples pertinents à chaque catégorie. Nous nous attacherons ici uniquement aux expériences de *comparaison* et de *similarité globale/partielle* car elles rendent bien compte du potentiel réel que peuvent apporter les expériences en laboratoire pour l'étude et la compréhension de phénomènes astrophysiques.

1.2.3.1 Comparaison : Etude de l'intérieur des planètes du système solaire et des exoplanètes

La découverte des planètes extrasolaires ou "exoplanètes" représente un des développements astronomiques les plus excitants de la dernière décennie. La plupart étant des géantes gazeuses très chaudes, elles ont provoqué un regain important d'intérêt concernant la formation des planètes ainsi que leur structure interne. En particulier, dans les cœurs planétaires, la pression y est très élevée ; les particules sont donc si proches les unes des autres que leurs orbites de valence se chevauchent pouvant ainsi entraîner une ionisation, même à faible température. C'est toute la structure interne de l'étoile qui est modifiée (compressibilité, conduction, etc.) entraînant à sa suite des modifications importantes dans les couches superficielles ainsi que l'apparition de champ magnétique.

Afin de résoudre les nombreuses questions fondamentales relatives à la formation, l'évolution et la structure des planètes, il est essentiel d'améliorer notre compréhension du comportement des différents matériaux qui les composent (de l'hydrogène au fer en passant par le diamant et l'eau) dans un environnement de ultra-haute pression (~ 1 à 40 Mbar et de température modérée (de l'ordre de 0.1 à 1 eV). Dans ces conditions, l'hydrogène est supposé se présenter sous la forme d'un plasma/fluide dégénéré fortement couplé dont les propriétés thermodynamiques sont toujours mal connues.

Dans le cas spécifique de Jupiter par exemple (figure 1.5), les simulations numériques prédisent que l'hydrogène moléculaire (H_2) se dissocie en hydrogène atomique et s'ionise dans le manteau, passant ainsi de l'état de diélectrique à conducteur. La pression relative pour cette transition varie de 0.5 à 5 Mbar pour des températures égales à une fraction d'électronvolt. Plus profondément dans l'intérieur de Jupiter, la pression augmente jusqu'à 40 Mbar tandis que la température s'approche de quelques électronvolts près du centre. La transition de l'hydrogène moléculaire diélectrique vers l'hydrogène atomique métallique ($H_2 \rightarrow H^+ + H^+$) est primordiale puisque la convection de l'hydrogène métallique ionisé est supposé être à

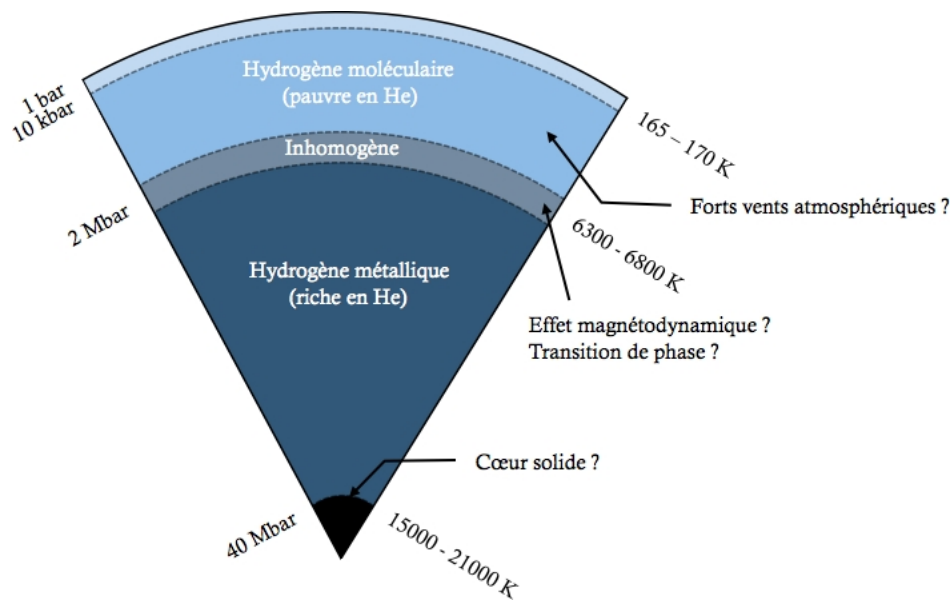


FIGURE 1.5 Représentation schématique de l'intérieur de Jupiter (Adapté de [38]).

l'origine du champ magnétique de 10-15 G de Jupiter. Une question particulièrement importante concerne l'existence ou non d'une transition de phase de premier ordre qui pourrait modifier fondamentalement la structure interne de l'importante zone de convection et le degré de libération d'énergie gravitationnelle due à la sédimentation de l'hélium (He) et des éléments plus lourds. Les observations ont montré que les atmosphères de Saturne et de Jupiter sont pauvres en hélium et la libération d'énergie issue de la sédimentation de l'hélium est nécessaire pour expliquer le flux de chaleur intrinsèque de Saturne et donc sa luminosité élevée.

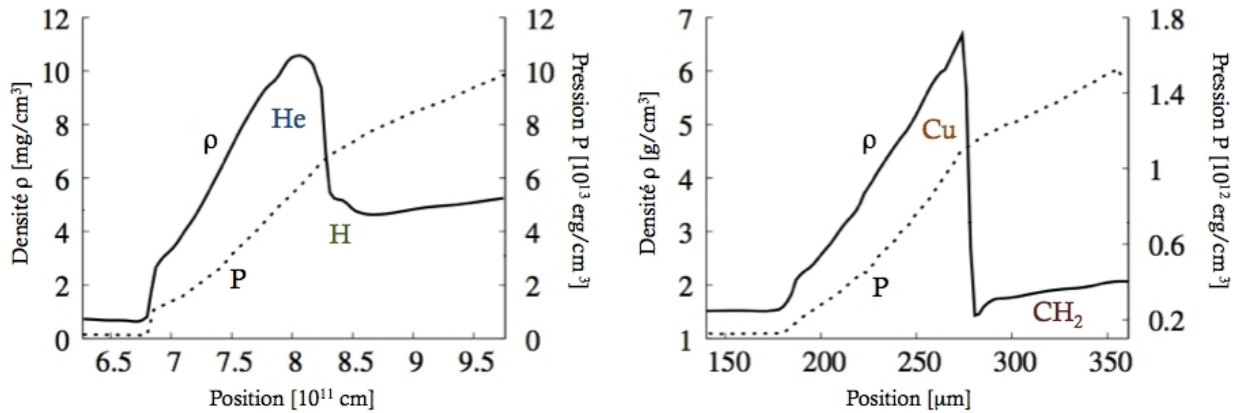
Les techniques expérimentales ont été développées à l'aide des lasers de puissance, les Z-pinches, les canons à gaz et les cellules à enclumes de diamant afin de sonder les propriétés de la matière dans des conditions extrêmes de pression. Les conditions jusqu'alors atteintes couvrent des domaines de pression allant de 0.1 à quelques Mbar. L'utilisation modernes de rampes d'impulsions sur les installations laser permet d'atteindre des pressions dans le régime multiMbar par des compressions quasi-isentropiques. L'avènement des installations de grande envergure comme le NIF ou le LMJ devrait permettre l'obtention de pressions encore plus élevées. Les conditions expérimentales correspondent aux intérieurs des planètes telluriques, géantes gazeuses, naines brunes, étoiles de masse moyenne et aux enveloppes des naines blanches. Même le cas "simple" étudié jusqu'à présent, l'équation d'état de l'hydrogène, révèle la complexité du comportement de la matière dans des conditions extrêmes de pressions et de densités. Pour pouvoir développer des modèles théoriques et numériques fiables sensés décrire l'intérieur des objets astronomiques, il est nécessaire donc d'obtenir des données expérimentales sur les éléments qui les constituent.

1.2.3.2 Similitude : Evolution hydrodynamique d'une supernova

Les supernovæ font partie des objets astrophysiques les plus fascinants de l'Univers. Leur explosion est très rapide (à l'échelle astrophysique) et très violente, suffisamment pour permettre la nucléosynthèse des éléments naturels les plus lourds que nous connaissons. La libération de cette phénoménale quantité d'énergie classe ces phénomènes parmi les plus brillants et les données recueillies sont très nombreuses. Les restes (ou *rémanants*) de supernovæ sont surtout observés. Très diversifiés et riches en matériaux, ils donnent naissance à un grand nombre de systèmes solaires et planétaires. Etudier ces restes devrait ainsi permettre d'étudier la nucléosynthèse, la chimiosynthèse ainsi que la formation des étoiles.

De nombreuses études ont été réalisées sur le sujet dont une des plus célèbres réalisées théoriquement par Ryutov en 1999 [39] et expérimentalement par Kane [40] dans laquelle ils montrent qu'il est possible d'appliquer des lois d'échelle pour lier une expérience dynamique de laboratoire avec une situation astrophysique.

Les auteurs se sont intéressés dans cette étude à l'évolution hydrodynamique de l'interface He - H d'une étoile massive en explosion. Du fait d'une forte pression radiative qui accélère les parties les plus internes, le cœur lourd pénètre dans les parties surfaciques moins denses. Durant cette période transitoire, l'interface est typiquement le siège d'instabilités de Rayleigh-Taylor.



(a) Supernova SN1987a, 2000s après l'effondrement du cœur

(b) Expérience, 20 ns après le temps laser

FIGURE 1.6 Evolution de la densité et de la pression dans le cas astrophysique de la supernova SN1987a (fig. 1.6(a)) et dans le cas d'une expérience d'astrophysique de laboratoire (fig. 1.6(b)). Adapté de [39] et [40]

La figure 1.6 compare des courbes de densités et de pression dans les cas respectifs de la supernova SN1987a 2000 s après l'effondrement du cœur (fig. 1.6(a)) et d'une expérience de laboratoire présentant l'évolution d'une interface Cu/CH₂ (fig. 1.6(b)) après passage d'un choc fort et 20 ns après le temps laser [40]. On peut remarquer l'étonnante similarité géométrique des deux évolutions qui, si l'on fait abstraction des échelles en normalisant les valeurs, se superposerait relativement bien. Cela montre que dans certaines situations astrophysiques comme celle d'un mélange hydrodynamique lors du passage d'une instabilité présentée ici, il

est possible d'observer des comportements très similaires nous laissant suggérer un possible lien et donc une *invariance* des équations hydrodynamiques entre les deux systèmes, à des facteurs d'échelle près.

1.2.4 Lois d'échelle

La section 1.2.1 nous a laissé apercevoir certaines limites de l'astronomie et les solutions que peuvent apporter l'étude en laboratoire des phénomènes astrophysiques. Dans la section 1.2.2, on a vu les différentes classes d'expérience qu'il était possible de réaliser dans ce cadre. En faisant abstraction des expériences sur les opacités et les équations d'état auxquelles les notions d'espace et de temps sont étrangères, les *lois d'échelles* sont primordiales. Elles imposent des contraintes sur l'évolution des paramètres du plasma qu'elles doivent respecter afin de maintenir une relative similitude entre les phénomènes astrophysiques et leurs équivalents en laboratoire et ce, malgré les 10 - 20 ordres de grandeur qui séparent leurs échelles spatiales et temporelles respectives.

Nous présenterons ici le concept général des lois d'échelle en essayant d'être le plus général possible ; les points les plus pertinents étant approfondis dans les chapitres suivants en fonction de la situation abordée. La méthode suivie ici sera celle présentée par Ryutov *et al.* [39, 41]. Pour des systèmes correctement décrits par les équations d'Euler, on étudiera les critères de similarité requis par les expériences d'astrophysique de laboratoire. On formulera les conditions et hypothèses d'applicabilité des équations d'Euler qui peuvent modifier l'hydrodynamique du système.

1.2.4.1 La transformation des équations d'Euler entre deux systèmes

L'établissement de toutes lois d'échelle entre deux systèmes sous-entend que ceux-ci évoluent de manière identique et passe donc invariablement par la similitude des équations les décrivant. On suppose dans un premier temps que les deux systèmes se comportent comme des *fluides compressibles idéaux* (i.e. dont la viscosité et la conductivité thermiques sont négligeables) et dont l'évolution peut être décrite avec les équations d'Euler.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad \text{Conservation de la masse} \quad (1.4)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p \quad \text{Conservation de l'impulsion} \quad (1.5)$$

avec ρ est la densité, \mathbf{v} la vitesse fluide et p la pression. Ce système d'équations est complété par l'équation de conservation de l'énergie que nous présenterons dans un premier temps sous sa forme conservative :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \epsilon + \frac{\rho v^2}{2} \right) + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{v} \left(\epsilon + \frac{v^2}{2} \right) + p \mathbf{v} \right] = 0 \quad (1.6)$$

Nous nous plaçons dans le cas d'un gaz polytropique [18] pour lequel la densité d'énergie interne ϵ est directement proportionnel à la pression p .

$$\epsilon = \text{Cste} \times p \quad (1.7)$$

Lors d'un processus adiabatique, on peut ajouter une nouvelle condition sur la pression qui est alors liée à la densité à travers la relation $p \propto \rho^\gamma$ avec γ l'indice adiabatique égal à $\gamma = 1 + (1/C_{ste}) = C_p/C_v$ (C_p et C_v étant respectivement les chaleurs spécifiques à pression et volume constant).

L'hypothèse (1.7) est également valable pour un gaz thermodynamiquement idéal mais est très vite mise en défaut lorsque l'augmentation de la température induit de nouveaux degrés de liberté. Elle est donc une bonne approximation pour un gaz non-relativiste totalement ionisé (à une température suffisamment élevée et une densité faible) ou un gaz parfait ($\gamma = 5/3$), pour un gaz moléculaire diatomique ($\gamma = 7/5$) et pour un gaz dominé par la pression radiative, le gaz se comportant alors comme un gaz de photons ($\gamma \rightarrow 4/3$).

Dans le cas d'un gaz polytropique, les équations de conservation de la masse (1.4) et de l'impulsion (1.5) sont complétées par l'équation d'énergie suivante

$$\frac{\partial p}{\partial t} - \gamma \frac{p}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla p - \gamma \frac{p}{\rho} \mathbf{v} \cdot \nabla \rho = 0 \quad \text{Conservation de l'énergie} \quad (1.8)$$

On considère deux systèmes représentés par leurs variables respectives $(\mathbf{r}, \mathbf{v}, p, \rho, t)$ et $(\tilde{\mathbf{r}}, \tilde{\mathbf{v}}, \tilde{p}, \tilde{\rho}, \tilde{t})$ et respectant les transformations suivantes

$$\mathbf{r} = a \tilde{\mathbf{r}} \quad \rho = b \tilde{\rho} \quad p = c \tilde{p} \quad t = d \tilde{t} \quad \mathbf{v} = e \tilde{\mathbf{v}} \quad (1.9)$$

avec a, b, c, d et e des constantes positives arbitraires. En appliquant ces transformations aux équations (1.4), (1.5), (1.8), nous obtenons deux contraintes supplémentaires permettant la similarité des systèmes.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 &\implies \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \tilde{t}} + \tilde{\nabla} \cdot (\tilde{\rho} \tilde{\mathbf{v}}) = 0 \\ \rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p &\implies \frac{b a}{c} \tilde{\rho} \left(\frac{e}{d} \frac{\partial \tilde{\mathbf{v}}}{\partial \tilde{t}} + \frac{e^2}{a} \tilde{\mathbf{v}} \cdot \tilde{\nabla} \tilde{\mathbf{v}} \right) = -\frac{c}{a} \tilde{\nabla} \tilde{p} \end{aligned}$$

Invariance des équations si

$$\underbrace{d = a \sqrt{\frac{b}{c}}}_{\text{Contrainte sur le temps}} \quad \text{et} \quad \underbrace{e = \sqrt{\frac{c}{b}}}_{\text{Contrainte sur la vitesse}}$$

Les équations restent donc invariantes si les variables caractéristiques du système vérifient les relations

$$\mathbf{r} = a \tilde{\mathbf{r}} \quad \rho = b \tilde{\rho} \quad p = c \tilde{p} \quad t = a \sqrt{\frac{b}{c}} \tilde{t} \quad \mathbf{v} = \sqrt{\frac{c}{b}} \tilde{\mathbf{v}} \quad (1.10)$$

Les expressions (1.10) sont caractéristiques de la *similarité d'Euler* puisqu'elles dérivent directement des équations d'hydrodynamique du même nom. Cette similarité est particulièrement utile car elle couvre tous les aspects des instabilités hydrodynamiques survenant dans les supernovae : les instabilités de Richtmyer-Meshkov et Rayleigh-Taylor³, à la fois dans

3. L'instabilité de *Rayleigh-Taylor* se produit à l'interface entre deux fluides de densités différentes et résulte de la poussée du fluide le plus lourd sur le fluide le plus léger, soit sous l'action de la gravitation pour un système initialement statique, soit sous l'action de l'accélération dans un système dynamique [42, 43]. Dans le cas où l'interface est accélérée par une impulsion ou le passage d'une onde de choc, l'instabilité est de type *Richtmyer-Meshkov* [44, 45].

leurs régimes linéaire et non-linéaire, ainsi que leur éventuelle interaction avec l'instabilité de Kelvin-Helmholtz⁴.

Considérons maintenant un système hydrodynamique fermé dont les conditions initiales de pression, densité et vitesse peuvent s'exprimer de la manière suivante

$$\rho|_{t=0} = \rho_o F\left(\frac{\mathbf{r}}{L}\right) \quad p|_{t=0} = p_o G\left(\frac{\mathbf{r}}{L}\right) \quad \mathbf{v}|_{t=0} = v_o \mathbf{H}\left(\frac{\mathbf{r}}{L}\right) \quad (1.11)$$

où les constantes ρ_o , p_o , v_o et L sont des facteurs d'échelle associés à la densité, pression, vitesse et distance. Les fonctions adimensionnées F , G et \mathbf{H} représentent la distribution spatiale initiale normalisée de chaque quantité associée du système (respectivement de la densité, pression et vitesse).

On considère maintenant un autre système évoluant de manière identique (\equiv facteurs F , G et \mathbf{H} identiques) mais à des échelles différentes ($\tilde{\rho}_o$, \tilde{p}_o , $\tilde{\mathbf{v}}_o$, \tilde{L}). Pour que la similarité d'Euler s'applique, il est nécessaire que les variables satisfassent le système de transformations (1.10) soit :

$$\forall t \quad \left\{ \begin{array}{l} \rho = b \tilde{\rho} \rightarrow \rho|_{t=0} = b \tilde{\rho}|_{t=0} \rightarrow \rho_o = b \tilde{\rho}_o \\ p = c \tilde{p} \rightarrow p|_{t=0} = c \tilde{p}|_{t=0} \rightarrow p_o = c \tilde{p}_o \\ \mathbf{v} = \sqrt{\frac{c}{b}} \tilde{\mathbf{v}} \rightarrow \mathbf{v}|_{t=0} = \sqrt{\frac{c}{b}} \tilde{\mathbf{v}}|_{t=0} \rightarrow v_o = \sqrt{\frac{c}{b}} \tilde{v}_o \end{array} \right.$$

De ce système d'équations, nous déduisons une relation de similitude reliant les facteurs d'échelle caractéristiques de chaque système (ρ_o , p_o , \mathbf{v}_o , L) et ($\tilde{\rho}_o$, \tilde{p}_o , $\tilde{\mathbf{v}}_o$, \tilde{L})

$$v_o \sqrt{\frac{\rho_o}{p_o}} = \tilde{v}_o \sqrt{\frac{\tilde{\rho}_o}{\tilde{p}_o}} \equiv \mathbf{Eu} \quad \text{Nombre d'Euler} \quad (1.12)$$

Cette nouvelle constante, nommée *nombre d'Euler* \mathbf{Eu} [39], assure un comportement similaire des deux systèmes pourvu que les conditions initiales évoluent de manière géométriquement identiques (*i.e.* pourvu que les fonctions adimensionnées F , G et \mathbf{H} soient identiques d'un système à l'autre). L'hypothèse d'un gaz polytropique (équation 1.7) nous permet de déduire du *nombre d'Euler* un nouveau nombre sans dimension, le *nombre de Mach* \mathbf{M} représentant le rapport entre la vitesse v et la vitesse du son c_s caractéristique du milieu étudié

$$c_s \underbrace{=}_{\text{polytropique}} \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}} \implies \mathbf{Eu} = v \sqrt{\frac{\rho}{p}} = \sqrt{\gamma} v \sqrt{\frac{\rho}{\gamma p}} = \sqrt{\gamma} \mathbf{M} \quad (1.13)$$

Outre l'établissement du nombre d'Euler, la comparaison de l'évolution des deux systèmes permet de dégager une relation entre les temps caractéristiques de chaque système. Ainsi,

4. L'instabilité de *Kelvin-Helmholtz* se produit lorsqu'il existe une différence de vitesse suffisamment importante à l'interface de deux fluides en contact engendrant de ce fait un flot turbulent transversal à la frontière. On les observe fréquemment en météorologie (à la frontière entre nuages et air), en océanographie (thermocline ou rencontre eau douce-eau salée) et en astronomie (à la surface d'un nuage stellaire ou dans toute atmosphère).

en partant de l'équation (1.10) et en supposant un coefficient γ identique dans les deux situations, si le premier système représenté par l'ensemble des facteurs d'échelle $(\rho_o, p_o, \mathbf{v}_o, L)$ évolue sur des échelles de temps et d'espace caractéristiques τ et L alors tout système défini par $(\tilde{\rho}_o, \tilde{p}_o, \tilde{\mathbf{v}}_o, \tilde{L})$ évolue de manière similaire au premier système sur un temps caractéristique τ de l'ordre de

$$\tilde{\tau} = \tau \frac{\tilde{L}}{L} \sqrt{\frac{p_o}{\rho_o} \frac{\tilde{\rho}_o}{\tilde{p}_o}} \quad (1.14)$$

1.2.4.2 Hypothèses et limites de la description hydrodynamique

Nous avons démontré dans la section 1.2.4.1 que deux systèmes caractérisés par des ensembles de variables $(\mathbf{r}, \mathbf{v}, p, \rho, t)$ et $(\tilde{\mathbf{r}}, \tilde{\mathbf{v}}, \tilde{p}, \tilde{\rho}, \tilde{t})$ pouvaient évoluer de manière similaire si ils vérifient les relations de similarité d'Euler et si leurs états initiaux ont une distribution spatiale géométriquement identiques. Pourvu que les conditions de similarité soient satisfaites, une expérience réalisée dans l'un ou l'autre de ces systèmes devraient reproduire intrinsèquement les mêmes processus physiques, que ceux-ci soient des chocs forts ou faibles, des structures instables en régime linéaire ou non-linéaire, etc. Néanmoins, cette représentation hydrodynamique telle qu'elle est présentée à travers les équations (1.4), (1.5) et (1.8) implique des contraintes très restrictives qu'il convient d'explicitier.

Toutes ces équations peuvent être présentées sous forme conservative dans laquelle la variation de la densité d'une quantité Q notée ρ_Q est déterminée par la somme du flux de cette quantité Γ_Q et des diverses sources S_Q et puits P_Q (S_Q et P_Q étant des termes positifs)

$$\frac{\partial}{\partial t} \underbrace{\rho_Q}_{\text{Densité}} + \nabla \cdot \underbrace{\Gamma_Q}_{\text{Flux}} = \underbrace{S_Q}_{\text{Source}} - \underbrace{P_Q}_{\text{Puits}} \quad (1.15)$$

Or les équations d'Euler telles qu'elles sont présentées dans la section 1.2.4.1 décrivent le comportement de fluides hydrodynamiques idéaux pour lesquels les processus de dissipation d'énergie comme le flux de chaleur, le transport radiatif et la viscosité sont négligeables. On ne tient également pas compte dans l'étude de la gravité ce qui est généralement le cas dans les supernovae où l'accélération domine largement lors de l'explosion. Nous verrons que dans de nombreux cas (supernova, choc, colonne d'accrétion, etc.), une géométrie plane est souvent envisagée puisqu'il est généralement question de modéliser une région restreinte de l'objet ou une portion bien précise du phénomène astrophysique dont les dimensions sont beaucoup plus importantes que les grandeurs caractéristiques du phénomène étudié.

Nous nous attarderons dans cette section à l'étude des critères de validité de la transformation d'Euler et nous regarderons les limites qu'imposent les hypothèses utilisées dans la formulation des équations (1.4), (1.5) et (1.8). Pour cela, nous les présenterons sous une forme plus générale en y incluant les diverses sources et flux pouvant intervenir dans l'évolution du système tout en nous épargnant l'intervention de sources de masse qui compliquerait le problème et nous éloignerait des objectifs de cette thèse. L'équation de conservation de la masse (1.4) reste donc inchangée :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{v} = 0$$

Les équations de conservation de l'impulsion (1.5) et de l'énergie (1.8) deviennent les équations générales de transport [31] :

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla (p + p_{rad}) + \nabla \cdot \bar{\sigma}_\nu + \mathbf{F}_{EM} + \mathbf{F}_{etc} \quad (1.16)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \epsilon + \frac{\rho v^2}{2} + E_{rad} \right) + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{v} \left(\epsilon + \frac{v^2}{2} \right) + p \mathbf{v} \right] = -\nabla \cdot \mathbf{H} - \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} + \mathbf{F}_{etc} \cdot \mathbf{v} \quad (1.17)$$

où p_{rad} est la pression radiative, $\bar{\sigma}_\nu$ le tenseur des contraintes, \mathbf{F}_{EM} la force électromagnétique, \mathbf{H} le flux d'énergie, \mathbf{J} la densité de courant, \mathbf{E} le champ électrique et \mathbf{F}_{etc} les autres forces pouvant éventuellement intervenir comme la gravité par exemple.

Les équations (1.4), (1.16) et (1.17) présentent la forme la plus généralisée représentative des cas étudiés. Nous verrons que dans le cas magnétohydrodynamique, ces relations peuvent être complétées par les relations de Maxwell imposant ainsi des conditions sur les champs électromagnétiques (chapitre 3). L'étude suppose également des températures électronique et ionique égales, hypothèse valable lorsque le temps de relaxation ou de collision électron-ion est bien inférieur au temps hydrodynamique du système mais qui atteint ses limites dans les cas de fusion thermonucléaire et dans les zones proches des fronts de chocs fortement émissifs comme cela est décrit dans le chapitre 5. A ce moment-là, une équation d'énergie caractéristique à chaque espèce doit être prise en compte.

Nous allons maintenant regarder dans quelles situations les équations (1.16) et (1.17) peuvent se ramener à leur forme plus simplifiée (1.5) et (1.8) à travers une étude des termes de flux et de sources/puits qui les distinguent.

La force électromagnétique F_{EM} représente l'interaction des particules chargées avec les champs électromagnétiques

$$\mathbf{F}_{EM} = \rho_c \mathbf{E} + \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} + \nabla p_{rad} \quad (1.18)$$

où ρ_c est la densité de charges, \mathbf{E} le champ électrique, \mathbf{B} le champ magnétique, \mathbf{J} la densité de courant, c la vitesse de la lumière et p_{rad} la pression radiative. Ce terme est particulièrement important lorsqu'un laser intense interagit avec un plasma ou dans des situations impliquant l'intervention d'un champ électromagnétique. Nous verrons dans le chapitre 3 comment ce terme intervient lorsque l'on prend en compte des situations magnétohydrodynamiques.

Le terme $-\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ qui apparaît dans l'équation (1.17) décrit le chauffage volumétrique éventuel induit par les courants électriques. Ce terme est généralement négligé sauf dans le cas de plasma traversé par un laser intense.

La dissipation d'énergie ou divergence du flux d'énergie $\nabla \cdot \mathbf{H}$ qui intervient dans l'équation (1.17) peut s'exprimer sous la forme

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = \nabla \cdot [\mathbf{Q} + \mathbf{F}_{rad} + (p_{rad} + E_{rad}) \mathbf{v} - \bar{\sigma}_\nu \cdot \mathbf{v}] \quad (1.19)$$

où \mathbf{Q} est le flux de chaleur par conduction thermique, F_{rad} le flux d'énergie radiative (ou flux radiatif), E_{rad} la densité d'énergie radiative et $\bar{\sigma}_\nu$ le tenseur des contraintes. Les processus de dissipation étant multiples, nous allons ici les découpler et établir les limites nous permettant de savoir si nous nous situons ou non dans le cas où une approximation hydrodynamique est envisageable.

• Flux de chaleur \mathbf{Q}

Le flux de chaleur, comme la plupart des processus dissipatifs et en particulier la viscosité, possèdent un caractère macroscopique. Il entraîne la formation d'un flot nonadiabatique et induit une transformation thermodynamique irréversible du système. Ces processus sont perçus uniquement dans le cas de forts gradients ; en ce qui concerne la conduction thermique, le flux de chaleur est directement proportionnel au gradient de température *via* le coefficient de conduction thermique K_{th} .

$$\mathbf{Q} = -K_{th} \nabla T \quad (1.20)$$

Lors de l'établissement de loi d'échelle, il est utile de définir le coefficient cinématique de diffusion thermique (appelé aussi diffusivité thermique) χ que l'on peut rapporter au coefficient de conduction thermique K_{th} [31, 18]

$$K_{th} = \chi \rho C_p \quad (1.21)$$

où ρ la densité massique de particules. Le paramètre χ caractérise majoritairement la diffusion thermique des électrons, la contribution des ions étant négligeable du fait du rapport des masses. En admettant un plasma dominé par les collisions coulombiennes, la diffusivité thermique peut s'exprimer sous la forme du coefficient de diffusion de Spitzer [46, 47]

$$\chi \approx 3.3 \times 10^{-3} \frac{A}{Z(Z+1)} \frac{T_{[eV]}^{5/2}}{\rho_{[g.cm^{-3}]} \ln \Lambda} \quad (1.22)$$

où $\ln \Lambda$ est le logarithme coulombien⁵

L'introduction de ces quantités nous conduit à la définition d'un paramètre sans dimension, le *nombre de Péclet* Pe qui permet de caractériser le rôle de la diffusion de chaleur. Il correspond au rapport de la convection sur la conduction de chaleur.

$$Pe = \frac{F_{th}^{conv.}}{F_{th}^{cond.}} \quad (1.23)$$

La convection est un processus à la fois diffusif et advectif. Il implique un flux de matière entre deux régions fluides thermiquement différentes et peut s'exprimer sous la forme d'un flux d'énergie interne

$$F_{th}^{conv.} = \sigma v = \rho C_V T v \quad (1.24)$$

5. Le logarithme coulombien rend compte de l'efficacité des collisions coulombiennes (\equiv collisions élastiques). Si les collisions électrons-ions sont majoritaires, ce paramètre peut s'exprimer sous la forme $\ln \Lambda = \text{Max}[1, \{24 - \ln(\sqrt{n_e}/T_e)\}]$. Dans la physique des hautes densités d'énergie, la distance d'écran du champ coulombien devient tellement petite que le logarithme approche sa valeur limite la plus faible soit $\ln \Lambda \approx 1$.

où v est la vitesse fluide.

En associant les équations (1.20) et (1.21), nous pouvons exprimer le flux d'énergie par conduction sous une autre forme

$$\mathbf{Q} = -K_{th} \nabla T = -\chi \rho C_p \nabla T \propto -\frac{\chi \rho c_p T}{L} \quad (1.25)$$

Le nombre de Peclet Pe peut alors se résumer à un simple rapport

$$Pe \propto \frac{C_V}{C_p} \frac{L v}{\chi} = \frac{\rho C_V v L}{\kappa_{th}} \quad (1.26)$$

Si $Pe \gg 1$ alors *le flux de chaleur par conduction thermique est négligeable*.

• Pertes radiatives

L'étude de l'influence des pertes radiatives sur l'hydrodynamique du système passe inévitablement par un traitement complet du transport radiatif. Nous n'allons pas ici énoncer toutes les subtilités physiques de l'hydrodynamique radiative mais simplement rappeler ici quelques critères de validité permettant de situer le domaine radiatif et ainsi simplifier les équations (1.16) et (1.17). Pour de plus amples détails, le lecteur est renvoyé au chapitre 4 ainsi que à l'ouvrage de référence sur l'hydrodynamique radiative de *Mihalas & Mihalas* [48].

Le flux radiatif F_{rad}

Le flux radiatif F_{rad} peut prendre diverses formes selon le problème abordé. Dans un cas purement radiatif (transport de rayonnement), cette quantité peut être assimilée au vecteur de Poynting⁶. Cette expression est néanmoins très peu employée en hydrodynamique radiative où on lui préfère une expression différente. Ainsi, dans le cas de plasma dense et chaud où existe un important transfert de rayonnement avec émission, absorption de rayonnement lié-lié, libre-lié ou libre-libre, etc., le flux radiatif se présente sous la forme

$$F_{rad} = -\frac{\bar{l}(\rho, T) c}{3} \nabla(a T^4) = -\frac{c}{3 \kappa_R} \nabla(a T^4) \quad (1.27)$$

avec c la vitesse de la lumière, κ_R l'opacité de Rosseland du milieu [18] et a la constante radiative égale à $4\sigma/c$. Cette expression est directement liée aux propriétés intrinsèques du milieu par l'intermédiaire du libre parcours moyen $\bar{l}(\rho, T)$.

Il est possible de ramener l'expression (1.28) à une forme similaire au flux de chaleur (1.20)

$$F_{rad} = -K_\gamma \nabla T \quad (1.28)$$

On définit par là la conductivité thermique radiative K_γ d'expression [18]

$$K_\gamma = \frac{16}{3} \bar{l}(\rho, T) \sigma T^3 \quad (1.29)$$

6. Attention! Les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} sont ici associées au rayonnement et sont à différencier des champs de l'onde laser incidente.

Un nouveau nombre sans dimension peut être défini évaluant l'importance du flux radiatif. Du fait de la forte ressemblance entre les expressions du flux de chaleur et du flux radiatif, nous définirons un nouveau nombre de Peclet semblable à l'expression 1.23 mais cette fois faisant intervenir le rayonnement, le *nombre de Peclet radiatif* Pe_γ

$$Pe_\gamma = \frac{F_{th}}{F_{rad}} = \frac{\rho C_V T v}{K_\gamma T/L} = \frac{\rho C_V v L}{K_\gamma} \quad (1.30)$$

Le flux radiatif est donc négligeable si $Pe_\gamma \gg 1$. Cette expression est étroitement liée au libre parcours moyen $\bar{l}(\rho, T)$ à travers la conductivité thermique radiative K_γ et dépend donc du comportement du matériau face au rayonnement incident. Néanmoins, le calcul de K_γ est particulièrement complexe, en particulier pour des plasmas denses et de quelques eV. Il est néanmoins possible de nous ramener à des ordres de grandeur de Pe_γ en estimant le temps de refroidissement radiatif t_{cool} par rapport au temps hydrodynamique t_{hydro} . On distingue deux situations particulières.

★ Lorsque le plasma est **optiquement épais** au rayonnement, les photons sont absorbés rapidement sur une longueur $\bar{l}(\rho, T)$ très inférieure à la longueur hydrodynamique du système L . Dans le cas de chocs par exemple, cette propriété conduit généralement à la formation d'un précurseur radiatif. Peu de rayonnement incident s'échappe du plasma et le rayonnement ensuite émis peut être assimilé à un rayonnement de corps noir. Le flux radiatif est en conséquence égal à σT^4 et le temps de refroidissement prend l'expression [39].

$$t_{cool}^{epais} = 0.7 \frac{(Z+1) \rho_i [g.cm^{-3}] L [cm]}{A T_{[eV]}^3} \quad (1.31)$$

Les pertes radiatives sont ainsi négligées si $t_{cool}^{epais} \gg t_{hydro}$.

★ Lorsque le plasma est **optiquement mince** au rayonnement, les photons quittent le milieu en n'interagissant que très peu avec celui-ci ($\bar{l}(\rho, T) \gg L$). L'équation (1.27) n'est donc plus applicable tout comme l'hypothèse de corps noir et il faut alors résoudre l'équation du transfert radiatif en intégralité. Le refroidissement est principalement dû au Bremsstrahlung et, pour certaines températures, aux émissions de raie. Le temps de refroidissement est proportionnel au rapport de la densité d'énergie sur la puissance rayonnée (\propto au taux de refroidissement Λ) [39].

$$t_{cool}^{fin} = 4 \times 10^{-36} \frac{A (Z+1) T_{eV}}{Z \rho_i [g.cm^{-3}] \Lambda [erg.cm^3.s/m]} \quad (1.32)$$

Le flux radiatif est donc négligeable uniquement si $t_{cool}^{fin} \gg t_{hydro}$. Néanmoins, le calcul de t_{cool}^{fin} passe par l'estimation de la fonction de refroidissement Λ particulièrement difficile sauf sur certains domaines de températures et de densités où elle peut être approximée par une loi de puissance .

La pression radiative p_{rad} la densité d'énergie radiative E_{rad}

Les situations où la pression radiative (respectivement la densité d'énergie radiative) domine se présentent moins souvent car elles nécessitent des conditions de températures et de densités plus contraignantes. La pression radiative p_{rad} est directement proportionnelle à la densité d'énergie radiative E_{rad} selon l'expression

$$p_{rad} = \frac{E_{rad}}{3} = \frac{4 \sigma T^4}{3 c} = \frac{a T^4}{3} \quad (1.33)$$

Un premier réflexe serait de comparer cette pression radiative à la pression thermique du plasma associée à la température T . On admet ici que la plupart du rayonnement est produit par les électrons. En supposant que le temps de collisions électrons-ions est bien inférieur au temps hydrodynamique ($t_{coll} \ll t_{hydro}$) et donc que $T_e = T_i \equiv T$ et que le plasma est globalement neutre ($n_e = \sum_i Z_i^* n_i \equiv Z^* n_i$), nous pouvons approximer ici la pression thermique par

$$p_{th} = (n_e + n_i) k T = (Z^* + 1) n_i k T = \frac{(Z^* + 1) \rho_i k T}{A m_p} \quad (1.34)$$

Le rapport de la pression thermique sur la pression radiative est de l'ordre de

$$\frac{p_{th}}{p_{rad}} \approx \frac{3 (Z^* + 1) c k \rho_i}{4 \sigma A m_p T^3} \quad (1.35)$$

Pour que la pression radiative soit importante par rapport à la pression thermique, une température minimale est requise

$$\frac{3 (Z^* + 1) c k \rho_i}{4 \sigma A m_p T^3} \ll 1 \quad \implies \quad T_{[keV]}^3 \gg 21 \frac{(Z^* + 1)}{A} \rho_{[g/cm^3]} \quad (1.36)$$

Les matériaux solides que nous avons utilisé (métaux, plastiques, etc. ...) ont pour la plupart des densités nominales supérieures à 1 g/cm³ ce qui signifie que la température minimale à atteindre pour que la pression radiative (et par *extensio* la densité d'énergie radiative) domine est au moins de l'ordre de 10 keV. Nous verrons dans le chapitre 4 qu'il est possible d'abaisser cette température en choisissant judicieusement des milieux de faible densité.

• Viscosité du fluide

Un autre phénomène de dissipation fait intervenir les processus de friction internes au fluide. Les collisions entre particules engendrent des forces dans des directions aléatoires mais généralement contraires au gradient de vitesse ce qui va donc ralentir le milieu. Elles peuvent également créer des turbulences qui peuvent sérieusement perturber les structures hydrodynamiques en développement.

Il est possible d'estimer l'importance de la viscosité en le comparant à l'inertie du système à travers l'établissement d'un nombre sans dimension, le *nombre de Reynolds* Re

$$Re = \frac{\text{Inertie}}{\text{Viscosité}} \quad (1.37)$$

L'équation (1.16) nous permet de dégager les forces d'inertie et de viscosité. La densité de force d'inertie est donnée par le premier membre de l'équation et est égale à $\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t}$.

Le tenseur des contraintes $\bar{\sigma}_\nu$ est directement proportionnel à la viscosité dynamique $\rho \nu$ (ν étant la viscosité cinématique) et au gradient de vitesse

$$\bar{\sigma}_\nu \propto \rho \nu \nabla \mathbf{v} \quad (1.38)$$

La densité de force de viscosité est définie comme étant le gradient du tenseur de contraintes $\nabla \cdot \bar{\sigma}_\nu$. Il existe plusieurs sources de viscosités, la plus intuitive étant les collisions particulières. Pour les plasmas de faible degré d'ionisation ($Z \leq 6$), la viscosité particulière est dominée par les ions ; la densité électronique n'étant pas assez importante pour que les collisions électroniques aient une quelconque importance. Les propriétés magnétiques des particules peut augmenter les effets de la viscosité. En supposant que celles-ci sont négligeables, la viscosité cinématique ν prend la forme [39]

$$\nu_{ion [cm^2.s^{-1}]} = 3.3 \times 10^{-5} \frac{\sqrt{A}}{\ln \Lambda Z^4} \frac{T_{[eV]}^{5/2}}{\rho_{ion [g.cm^{-3}]}} \quad (1.39)$$

Lorsque la température est suffisamment importante pour que le rayonnement ait une influence significative, la viscosité des photons s'ajoute à la viscosité ionique

$$\nu_{photons [cm^2.s^{-1}]} \sim \frac{\bar{l}_c \sigma T^4}{\rho c^3} \approx 3 \times \frac{A}{Z} \frac{T_{[eV]}^4}{(\rho_{[g.cm^{-3}]})^2} \quad (1.40)$$

Connaissant les expressions des forces d'inertie et de viscosité dont on réalise une analyse dimensionnelle, le nombre de Reynolds peut se réduire à une forme simplifiée.

$$Re \sim \frac{\rho \partial v / \partial t}{\nabla \cdot (\rho \nu \nabla \mathbf{v})} \propto \frac{L v}{\nu} \quad (1.41)$$

Si $Re \gg 1$, les processus de dissipation d'énergie par viscosité sont négligeables.

Il convient avant de conclure cette étude de la description hydrodynamique d'un système, d'énoncer une dernière hypothèse indispensable pour que les équations d'Euler soient applicables. Elles décrivent toutes un système *fluide* et non particulaire. L'échelle est macroscopique ; les processus microscopiques intervenant à travers les processus dissipatifs. Il est donc nécessaires que les particules restent localisées. Cela peut se produire de deux façons différentes : soit par l'intermédiaire de champs magnétiques (que l'on négligera pour l'instant mais que l'on considérera dans le chapitre 3) soit par le biais de collisions. Nous nous intéressons ici à un système *collisionnel*.

La condition de localisation compare le libre parcours moyen collisionnel des particules \bar{l}_c avec la longueur caractéristique du système L . Le système est collisionnel si

$$\frac{\bar{l}_c}{L} \sim 3 \times 10^{13} \frac{T_{[eV]}^2}{n_i L \ln \Lambda} \ll 1 \quad (1.42)$$

où $\ln\Lambda$ est le logarithme coulombien et n_i la densité ionique.

Conclusions sur la description hydrodynamique du système

Pour qu'un système se comporte comme un fluide hydrodynamique et donc qu'il puisse être décrit par les équations d'Euler, il est nécessaire que plusieurs conditions restrictives soient vérifiées.

1. Le système doit être collisionnel⁷ $\Rightarrow \bar{l}_c \ll L$
2. Les pertes d'énergie par conduction doivent être négligeable $\Rightarrow Pe \gg 1$
3. Les pertes radiatives d'énergie doivent être négligeables $\Rightarrow Pe_\gamma \gg 1$ ou $t_{cool}^{fin/epais} \gg t_{hydro}$
4. Les effets de la viscosité doivent être négligeables $\Rightarrow Re \gg 1$

Ce système est idéal et souvent peu courant dans l'Univers mais elles permettent de définir un premier nombre sans dimensions (nombre d'Euler) que toute expérience de similitude devra vérifier pour qu'il y ait correspondance Astrophysique \Leftrightarrow Expérience

$$\mathbf{Eu} = v \sqrt{\frac{\rho}{p}} = \sqrt{\gamma} \mathbf{M} \quad (1.43)$$

A titre d'exemple et pour conclure ce chapitre, nous présentons dans les tableaux 1.2 et 1.3 quelques valeurs issues des expériences/observations présentées en section 1.2.3.2. Bien que les nombres varient parfois de plusieurs ordres de grandeurs, les tendances sont respectées et le nombre d'Euler relativement invariant (dans la limite accordée) d'un système à l'autre.

7. Valable lorsque le champ magnétique éventuel est faible.

Grandeurs	Symbole	Supernova	Expérience
Longueur [cm]	L	9×10^{10}	5.3×10^{-3}
Vitesse [km/s]	v	200	1.3
Densité [g/cm ³]	ρ	7.5×10^{-3}	4.2
Densité ionique [cm ⁻³]	n_i	1.1×10^{21}	4.0×10^{22}
Pression [Pa]	P	3.5×10^{12}	6×10^{10}
Température [eV]	T	900	3.8
Degré d'ionisation	Z^*	2.0	1.5
Nombre de masse	A	4.0	64

TABLE 1.2 Principaux paramètres caractérisant respectivement le plasma de He de la supernova SN1987a, 2000 s après l'effondrement du cœur et la plasma de Cu de l'expérience, 20 ns après le temps laser (Extrait de [39]).

Grandeurs	Symbole	Supernova	Expérience
Euler	Eu	0.29	0.33
Localisation	l_c/L	4×10^{-14}	1.1×10^{-8}
Diffusivité thermique [cm ² /s]	χ	1.2×10^6	0.38
Peclet	Pe	1.5×10^{12}	1.8×10^3
Viscosité [cm ² /s]	ν	7.0×10^7	3.5×10^4
Reynolds	Re	2.6×10^{10}	1.9×10^6
Peclet radiatif	Pe_γ	2.6×10^5	/

TABLE 1.3 Principaux paramètres et nombres sans dimension caractérisant respectivement le plasma de He de la supernova SN1987a, 2000 s après l'effondrement du cœur et la plasma de Cu de l'expérience, 20 ns après le temps laser. Ces nombres sont calculés à partir des données du tableau 1.2 (Extrait de [39]).

Chapitre 2

Conditions et diagnostics expérimentaux

Nous allons aborder dans ce chapitre un domaine largement exploité dans de nombreux ouvrages, celui des diagnostics expérimentaux. Nous présenterons une liste non exhaustive de diagnostics utiles permettant de caractériser au mieux les différents plasmas créés au cours de cette thèse en nous focalisant sur ceux effectivement mis en place dans nos expériences. Des diagnostics visibles passifs qui recueillent le rayonnement émis par le plasma à ceux faisant intervenir un faisceau sonde visible (ombroscopie, interférométrie) en passant par les diagnostics X, nous les décrirons et considérerons dans quelle mesure ils permettent de déduire les différents paramètres du plasma : vitesse de propagation, température, densités électronique et massique, morphologie, etc. Nous présenterons enfin les installations de puissance mises à notre disposition et préciserons leurs caractéristiques.

2.1 Diagnostics passifs : Emission propre

La densité d'énergie communiquée à la cible donne généralement naissance à des plasmas relativement chauds ($T > 10^4$ K) et denses ($n_e \gtrsim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). Ces conditions thermodynamiques particulières sous-entendent une quantité importante de rayonnement émis qu'il est ensuite possible de collecter. L'intensité de ce rayonnement une fois mesurée, il est ensuite possible d'estimer une température de plasma équivalente. Cette grandeur est particulièrement importante puisqu'elle permet d'apprécier le caractère radiatif du plasma créé, ce qui est l'un des enjeux majeurs des processus astrophysiques étudiés au cours de cette thèse.

2.1.1 Corps noir et température de brillance

Comme les plasmas générés en laboratoire sont relativement denses, leur temps radiatif est, dans la plupart des cas, relativement long comparé au cas astrophysique et conduit à un caractère optiquement épais du plasma. Atteindre la similarité dans ces conditions devient alors plus difficile mais cette situation présente aussi certains avantages. Elle permet notamment l'utilisation raisonnable d'une hypothèse de corps noir (ou de corps gris) pour représenter la densité d'énergie émise par le plasma $I(\lambda, T)$. On admettra donc la relation entre cette densité d'énergie émise $I(\lambda, T)$ et la fonction de Planck $B(\lambda, T)$

$$I(\lambda, T) = \epsilon(\lambda) B(\lambda, T) \quad (2.1)$$

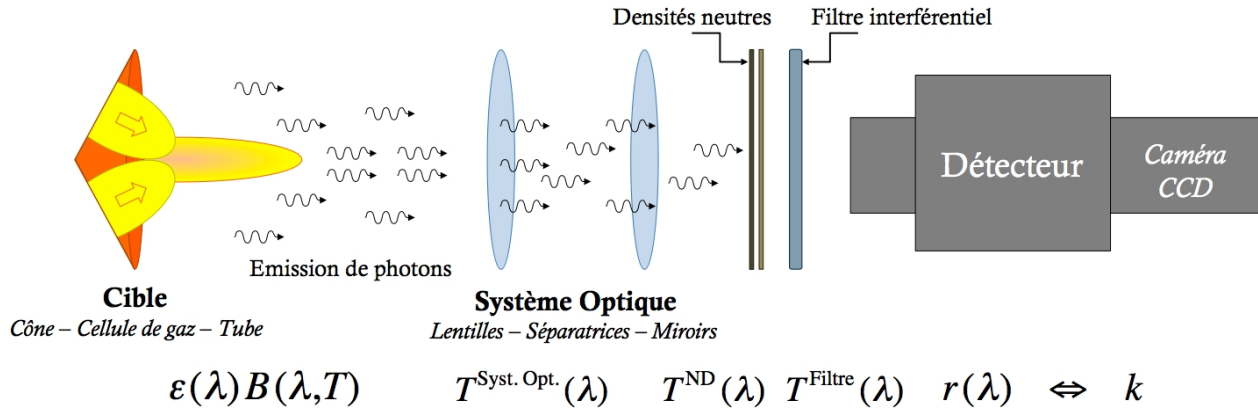


FIGURE 2.1 Représentation schématique du diagnostic mesurant l'émission propre du plasma généré. Sont associées à chaque étape les différentes grandeurs intervenant dans la relation liant le nombre de photons perçus par la caméra et la température équivalente du plasma.

où $\epsilon(\lambda)$ est l'émissivité spectrale du plasma. On rappelle l'expression bien connue de la fonction de Planck

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \quad (2.2)$$

La loi de Kirchhoff nous indique que dans le cas où l'équilibre thermique est atteint, le rayonnement émis est au maximum égal au rayonnement absorbé soit

$$a(\lambda) = \epsilon(\lambda) \quad (2.3)$$

où $a(\lambda)$ et $\epsilon(\lambda)$ sont respectivement les coefficients d'absorption et d'émission du plasma. En supposant que l'absorption $a(\lambda)$ est directement complémentaire de la réflectivité $R(\lambda)$ propre du matériau, il est possible de déduire une relation entre l'émissivité spectrale $\epsilon(\lambda)$ et la réflectivité spectrale $R(\lambda)$

$$a(\lambda) + R(\lambda) = 1 \quad \text{Soit} \quad \epsilon(\lambda) = 1 - R(\lambda) \quad (2.4)$$

Dans le cas d'un corps noir, la réflectivité du matériau est nulle ; tout ce qui est absorbé est réémis ce qui correspond donc à une émissivité $\epsilon(\lambda) = 1$. Le maximum émis par un corps noir à une température T est donc équivalent à une émission de Planck.

Dans un cas plus réaliste, il faudrait donc prendre en compte l'émissivité spectrale $\epsilon(\lambda) \neq 1$. L'utilisation d'un diagnostic VISAR mesurant la réflectivité spectrale du plasma permettrait de remonter à l'émissivité, même si cela suppose assimiler la réflectivité mesurée à 532 nm (2ω) ou à 1064 nm (ω) à la réflectivité dans le domaine de mesure de $I(\lambda, T)$. Au vu du nombre assez important de diagnostics mis en place au cours de nos diverses expériences, il devenait hasardeux et particulièrement difficile d'y inclure également un diagnostic VISAR. L'extraction d'une vitesse fiable requiert en effet l'implantation de deux VISARs et

d'un faisceau sonde supplémentaire (si on utilise les VISARs en face arrière) ce qui, en plus des diagnostics d'émission propre et d'imagerie 2D (interférométrie, ombroscopie, etc.), devient plutôt ambitieux. Il est également nécessaire que les fronts de choc créés présentent une surface suffisamment métallique (et donc réfléchissante) pour que la lumière réfléchie soit suffisamment intense et les franges suffisamment contrastées, ce qui, au vu des simulations préliminaires, ne semblent pas être le cas.

Nous avons donc choisi ici d'assimiler l'émission enregistrée à une émission de corps noir (soit $\epsilon(\lambda) = 1$). La densité d'énergie émise par le plasma prend donc la forme $I(\lambda, T) \equiv B(\lambda, T)$.

Cette intensité lumineuse, une fois émise par le plasma, est transmise par un ensemble de composants optiques (lentilles, miroirs aluminium, miroirs diélectriques, séparatrices, etc.) avant d'atteindre le détecteur. Afin de limiter un flux de photons parfois trop important et de protéger les caméras très sensibles, on ajoute des densités neutres (ND) et des filtres interférentiels à l'entrée des détecteurs. Les filtres jouent également un double rôle puisqu'ils nous permettent aussi de réduire la gamme de longueurs d'onde de $I(\lambda, T)$ mesuré et ainsi de remonter à ce que l'on appelle la *température de brillance*.

Cette méthode nécessite une calibration absolue du système (optiques + détecteur) afin de pouvoir lier formellement le nombre de coups sur la caméra CCD avec la température équivalente de corps noir. La méthode la plus précise pour obtenir la réponse spectrale du système optique consiste à placer une lampe blanche au centre de l'enceinte d'interaction dont le spectre d'émission est parfaitement calibré. En plaçant un spectromètre calibré à la place du détecteur, il est ensuite possible de remonter à la transmission du système optique. Plus de détails sur cette méthode sont disponibles dans la thèse de E. Henry [49]. Une méthode alternative mais un peu moins précise (avec néanmoins une erreur autour 30 % [49]) consiste à mesurer la transmission propre de chacun des composants optiques à l'aide d'un spectrophotomètre. En prenant en compte chaque transmission, il est alors possible d'obtenir la réponse spectrale totale du système $T(\lambda)$ d'expression

$$T(\lambda) = T^{\text{Syst. Opt.}}(\lambda) T^{\text{ND}}(\lambda) T^{\text{Filtre}}(\lambda) \quad (2.5)$$

Finalement, en convoluant la fonction de Planck $B(\lambda, T)$ avec la réponse spectrale du système optique $T(\lambda)$ assurant le relais d'image entre la cible et le détecteur dans la gamme de longueurs d'onde visible $\Delta\lambda$ sélectionnées et connaissant la réponse spectrale du détecteur $r(\lambda)$, il est possible d'établir une relation entre le nombre de coups N d'un pixel de la caméra CCD en fonction de l'intensité émise et donc *in extenso* en fonction de la température de brillance.

$$N = \frac{S \Omega \Delta t}{k} \int_{\Delta\lambda} B(\lambda, T) T(\lambda) r(\lambda) d\lambda \quad (2.6)$$

avec k la réponse en énergie du détecteur exprimée en Joules/coups.

Cette méthode de mesure de la température du plasma n'est qu'une parmi tant d'autres mais elle semble la plus appropriée à nos campagnes expérimentales. On rappellera rapide-

ment à travers la figure 2.2 qu'il est également possible d'estimer la *température de radiation*¹, la *température de couleurs*² et la *température spectrale*³ selon les diagnostics choisis.

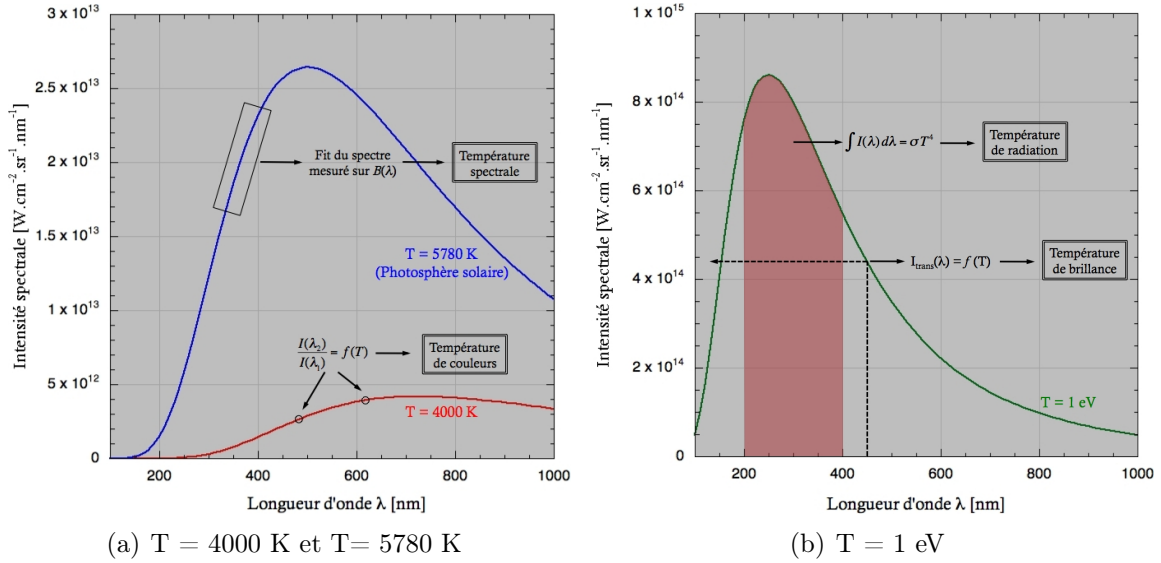


FIGURE 2.2 Intensité de corps noir présentée en fonction de la longueur d'onde, calculée pour différentes températures : (a) $T = 4000 \text{ K}$ et $T = 5780 \text{ K}$ (\equiv température de la photosphère solaire) ; (b) $T = 1 \text{ eV}$. Sont indiquées schématiquement sur chaque figure les principales méthodes expérimentales de détermination de la température.

Nous ne présenterons pas ici de données brutes, clairement différentes d'une expérience à l'autre. Nous nous attarderons ici uniquement à présenter les différents paramètres intervenant dans l'expression 2.6 et à calculer l'erreur introduite par cette méthode de mesure.

2.1.2 Surface émissive effective

Le paramètre S qui apparaît dans l'équation 2.6 définit la surface de plasma dans l'enceinte d'interaction qui participe à l'illumination d'un pixel sur la caméra CCD. Il peut s'apparenter à la résolution spatiale du diagnostic (exprimée en $\mu\text{m}/\text{pixel}$) qui représente par définition la distance minimale perçue par le détecteur. Cette grandeur peut s'obtenir de deux façons. La première, plus contraignante, nécessite de connaître la surface d'un pixel S_{pix} ainsi que la grandeur G du système Optique + Détecteur. La surface S devient donc égale à $S = G \cdot S_{pix}$. La deuxième, plus aisée, consiste à placer au centre de l'enceinte, un objet de taille connue (mire ou grille) et à réaliser son image sur la CCD. C'est cette dernière méthode que nous avons privilégiée ici.

1. La mesure de la puissance totale émise sur toutes les longueurs d'onde permet, selon la loi de Stefan-Boltzmann $P_{tot} = \int I(\lambda) d\lambda = \sigma T^4$, de remonter à la température de radiation.

2. La température de couleurs est obtenue en mesurant, dans les mêmes conditions expérimentales le rapport d'émission à deux longueurs d'onde distinctes [50].

3. On mesure le spectre émis par le plasma sur une gamme de longueurs d'onde donnée. L'émission de Planck qui épouse le mieux le spectre expérimental nous permet ensuite de remonter à la température équivalente de corps noir du plasma.

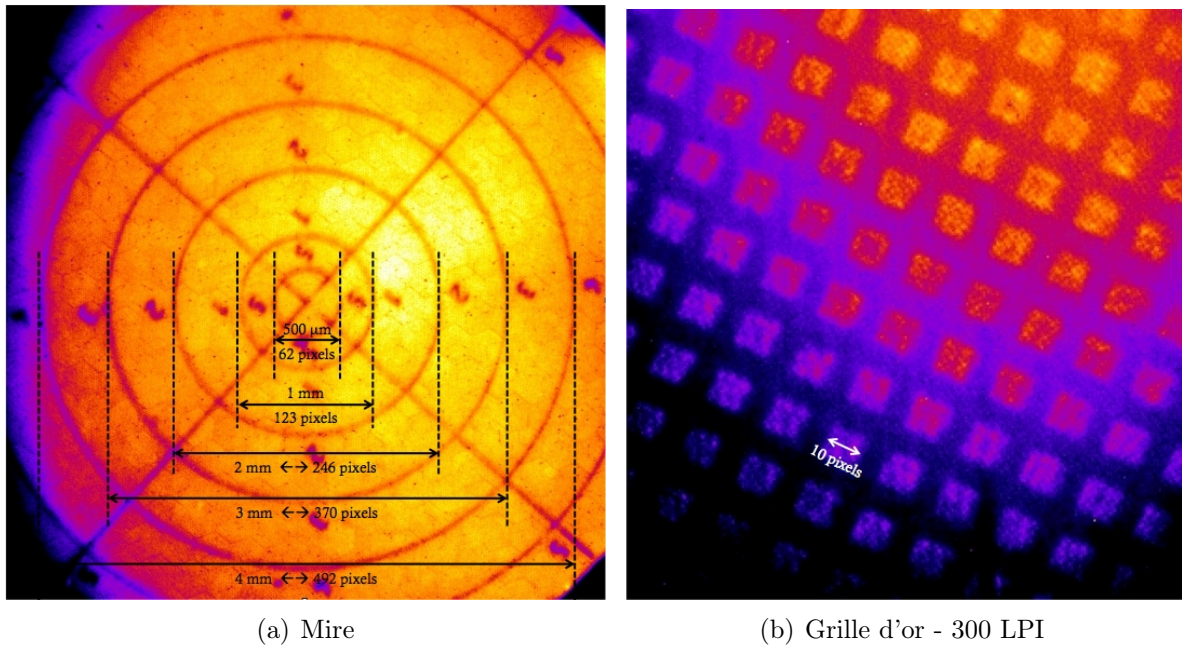


FIGURE 2.3 Mire et grille d'or utilisées pour déterminer la résolution spatiale d'un diagnostic d'émission propre lors de l'expérience de fin 2010.

La figure 2.3 présente deux objets permettant de déterminer la résolution spatiale associée à chaque diagnostic. En particulier la mire (figure 2.3(a)) composée de plusieurs cercles concentriques de diamètre bien précis fournit plusieurs grandeurs sur cible adaptées (de $500 \mu\text{m}$ à 5 mm) quelque soit le grandissement adopté. Lorsque la lumière réfléchie n'est pas assez intense pour être perçue par le détecteur, il est possible d'utiliser une grille fine d'or laissant passer cette fois-ci la lumière en transmission. Cette dernière est caractérisée par un nombre LPI (de l'anglais *lines per inch*⁴) et définissant l'espace entre chaque ligne.

Connaissant la distance réelle en centre chambre ainsi que le nombre de pixel correspondant sur la caméra CCD, il est alors possible de déduire la résolution spatiale associée, en l'occurrence dans le cas présenté ici (figure 2.3), d'une valeur égale à $8.13 \mu\text{m}/\text{pixel}$. La surface émissive effective est finalement tout simplement égale à $(8.13 \times 10^{-4})^2 \text{ cm}^2 \sim 6.6 \times 10^{-7} \text{ cm}^2$.

2.1.3 Angle solide

La proportion du flux incident émis par la cible effectivement transmis à travers le système optique jusqu'au détecteur est déterminé par l'angle solide de collection des photons. Ce dernier est directement dépendant de l'ouverture de la première lentille du système optique placée dans l'enceinte juste après la cible.

Par définition, l'angle solide de collection Ω est égal au rapport de la surface S de la

4. On rappelle que $1 \text{ inch} = 2.54 \text{ cm}$

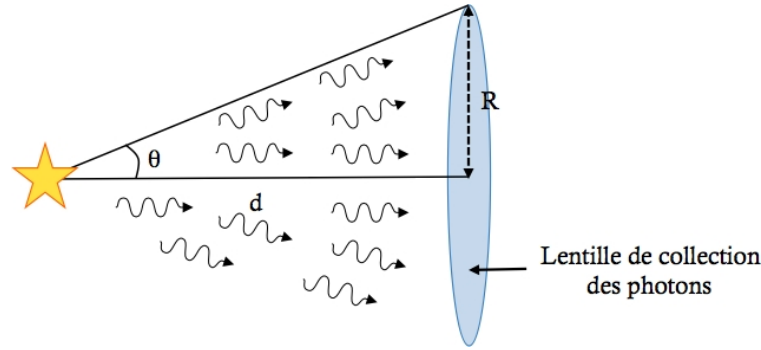


FIGURE 2.4 Représentation schématique de la mesure de l'angle solide de collection des photons

première lentille sur le carré de sa distance avec la cible d

$$\Omega = \frac{S}{d^2} = 2\pi(1 - \cos\theta) \quad \text{avec} \quad \cos(\theta) = \frac{d^2}{\sqrt{R^2 + d^2}} \quad (2.7)$$

$$\text{Soit en supposant que } d \gg R \implies \Omega \approx \frac{\pi R^2}{d^2} \quad (2.8)$$

Pour donner une estimation de cet angle solide, citons par exemple le cas de l'expérience de jets de plasma réalisée en novembre 2010 dans laquelle la première lentille transverse de rayon égal à 2.5 cm se trouvait à une distance relative à la cible de 29 cm conduisant donc à un angle solide de l'ordre de 2.3×10^{-2} sr.

2.1.4 Temps d'exposition

Le temps d'exposition d'un pixel à la lumière incidente est défini différemment selon le type de détecteur utilisé. Lorsque l'on veut réaliser des clichés (ou instantanés) de l'émission, il est courant de recourir à des caméras à ouverture temporelle rapide (plus connues sous le nom de *Gated Optical Imager* ou *GOI* en anglais). Chaque pixel est ainsi simultanément éclairé durant une période définie par l'expérimentateur et correspondant à la fenêtre temporelle choisie. Au cours de nos diverses expériences, elle prenait des valeurs pouvant aller de 120 ps à 1.6 ns au maximum.

Lors de l'utilisation d'une caméra à balayage de fente, on observe l'évolution du plasma durant une période beaucoup plus longue. La caméra CCD enregistre donc pour un même nombre de pixels des images d'autant plus longues que la vitesse de balayage (exprimée en ps/pixel) est grande ce qui sous-entend donc des temps d'exposition très variables. Dans nos expériences, les temps caractéristiques d'évolution se situaient très souvent dans les dizaines de nanosecondes et il fut donc logique d'utiliser des fenêtres temporelles de 20 ns, plus souvent 50 ns et au grand maximum 100 ns.

Dans le cas idéal où, à chaque pas de temps, seul un pixel est éclairé, la vitesse de balayage nous donne directement le temps d'exposition de chaque pixel. Or ce n'est pas le cas puisque

la fente de la caméra à balayage de fente a une dimension spatiale finie. Lorsque l'on fait son image statique en temps réel (figure 2.5), il est alors possible de voir que le fente illumine à chaque instant 8 pixels.

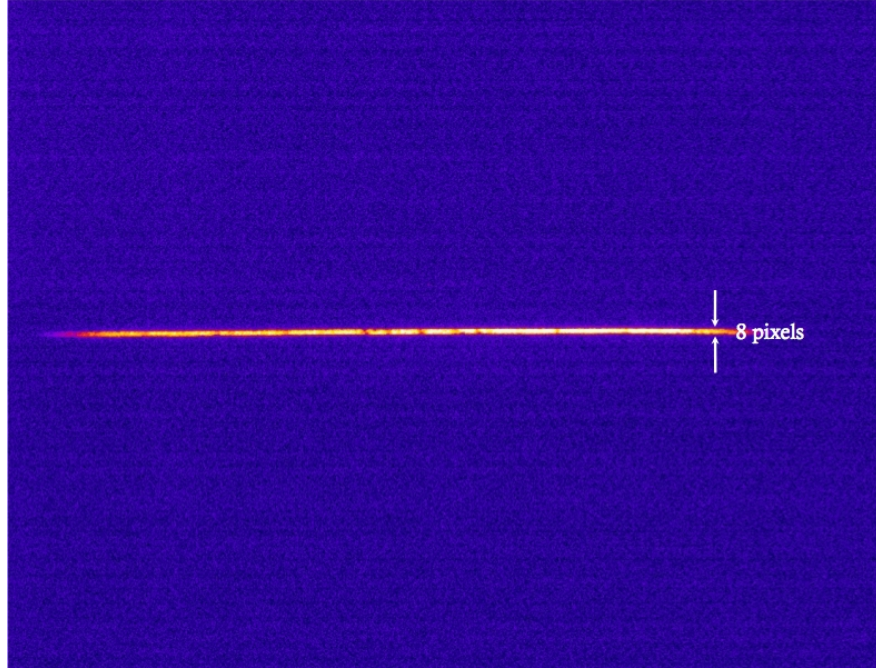


FIGURE 2.5 Image sur la CCD d'une fente de la caméra à balayage de largeur égale à $100\ \mu\text{m}$. On peut apercevoir faiblement plusieurs traits représentant des portions d'une mire placée au centre chambre.

Ainsi lorsque l'on enregistre un signal, on détecte en réalité sa convolution avec la largeur de la fente. Obtenir une estimation du temps d'exposition dans ce cas peut se faire simplement en multipliant le temps "idéal" d'exposition (\equiv la vitesse de balayage) par le nombre de rangées de pixels éclairées en mode statique. Le tableau 2.1 présente les diverses grandeurs associées aux fenêtres temporelles utilisées lors de nos expériences.

Fenêtres temporelles [ns]	Vitesse de balayage [ps/pixel]	Temps d'intégration [ns]
20	19.53	0.156
50	48.83	0.391
100	97.66	0.781

TABLE 2.1 Vitesses de balayage et temps d'intégration associés aux différentes fenêtres temporelles utilisées au cours de nos différentes expériences.

2.1.5 Réponse du détecteur

La caméra à balayage de fente est un des détecteurs les plus souvent utilisés lors de nos expériences puisqu'elle permet en un seul tir d'observer la dynamique et l'évolution du plasma le long de l'axe de propagation au cours du temps. Pour déterminer la réponse du détecteur au flux incident de photons et donc la relation entre ce qui arrive et ce qui est enregistré, il est nécessaire de connaître le fonctionnement d'un tel détecteur (figure 2.6).

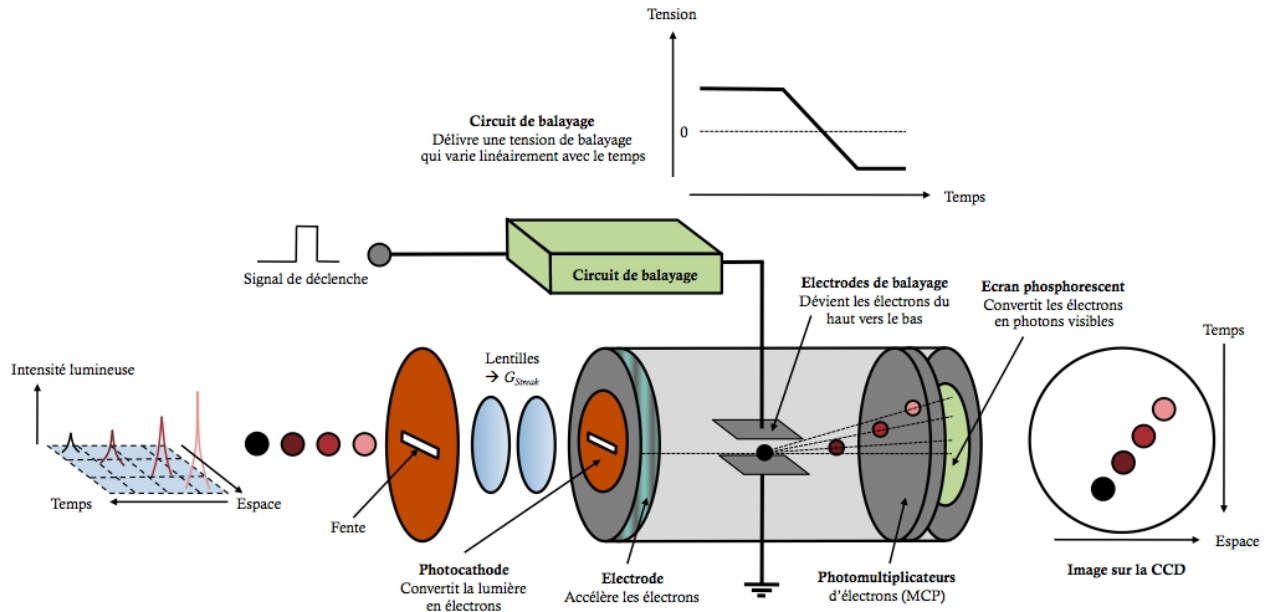


FIGURE 2.6 Fonctionnement d'une caméra à balayage de fente.

Crédit : Hamamatsu [51]

2.1.5.1 Fonctionnement d'une caméra à balayage de fente

D'une manière générale, la lumière incidente éclaire la fente d'entrée de la caméra puis est imagée sur la photocathode grâce à un système de lentilles. Les photons sont ensuite convertis en photoélectrons proportionnels à l'intensité de la lumière incidente. Ceux-ci sont ensuite accélérés lors de leur passage à travers une électrode d'accélération.

Puis les électrons se propagent et passent au milieu d'une paire d'électrodes de balayage. Ici une haute tension variant rapidement au cours du temps est appliquée déviant ainsi les électrons d'un angle plus ou moins important selon la rampe de tension (\rightarrow balayage rapide des électrons verticalement) avant d'être dirigés vers les plaques de microcanaux ou photomultiplicateurs.

Lorsque les électrons passent les microcanaux, ils sont multipliés plusieurs milliers de fois (permettant ainsi la détection de signaux même très faibles !) avant de venir bombarder l'écran phosphoré où ils sont ensuite reconvertis en photons.

Une caméra CCD placée derrière l'écran phosphorescent enregistre enfin l'image dont le nombre de coups est directement lié à la luminosité. Si le signal mesuré est faible, il est possible d'ajuster la luminosité grâce à un intensificateur.

2.1.5.2 Calibration en énergie du détecteur

Indépendamment du système optique et de l'intensité lumineuse émise par la cible, il est nécessaire de calibrer en énergie le système (Caméra à balayage de frange + CCD) afin d'associer le nombre de coups mesurés à l'énergie des photons incidents. Nous ne nous attarderons pas ici sur les détails de la calibration car elle a été réalisée de manière exhaustive dans les thèses [21] et [49]. Nous précisons rapidement les deux méthodes permettant une calibration sûre du détecteur :

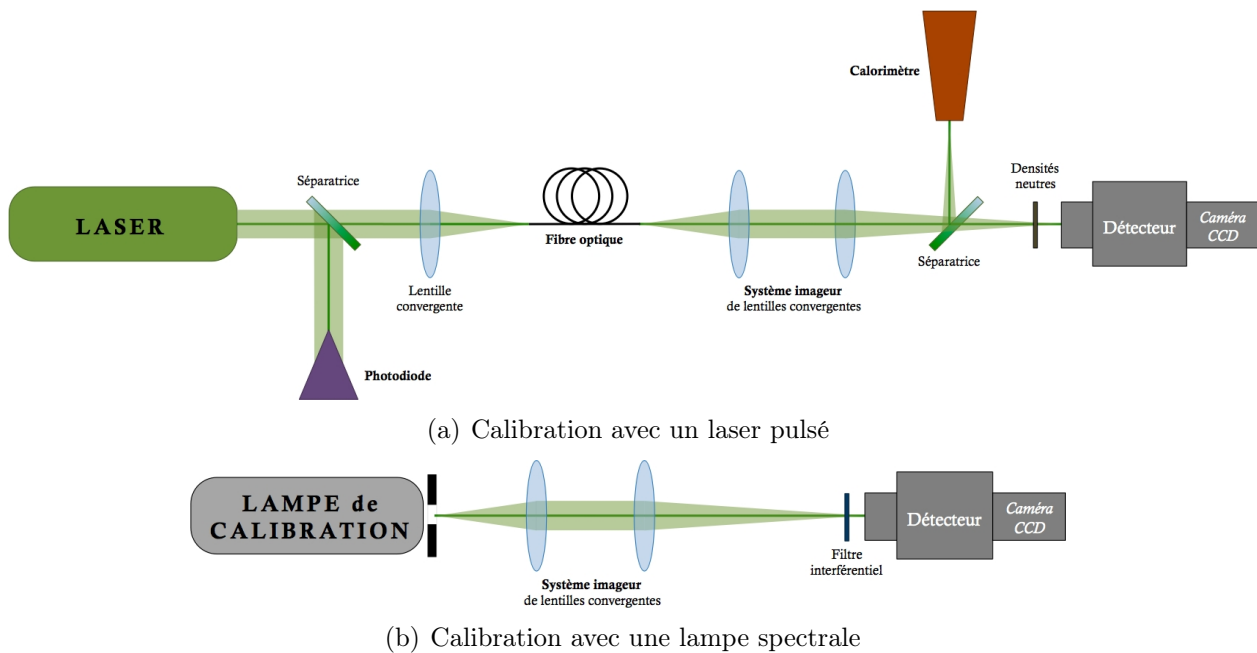


FIGURE 2.7 Configurations expérimentales possibles pour une calibration d'un détecteur de type caméra à balayage de fente ou caméra à ouverture temporelle rapide. Sont présentées le cas d'une calibration avec un laser pulsé à 532 nm (fig. 2.7(a)) et celle avec une lampe spectrale de calibration (fig. 2.7(b)).

1. La première méthode présentée en figure 2.7(a) consiste à utiliser un laser pulsé à 532 nm comme source du rayonnement. Une partie de ce rayonnement est initialement dirigée vers une photodiode afin de pouvoir mesurer le profil temporel de l'impulsion délivrée. Afin d'homogénéiser l'impulsion spatialement, elle est introduite dans une fibre optique puis transportée vers un système imageur qui va ensuite la focaliser sur le détecteur. Pour mesurer simultanément l'énergie du faisceau sonde qui arrive sur le détecteur, on le scinde en deux grâce à une séparatrice ou un prisme de verre dont on connaît les propriétés optiques et on mesure l'énergie ainsi réfléchi grâce à un calorimètre. Connaissant le coefficient de réflexion, il est alors possible de savoir à

quelle fraction du faisceau correspond l'énergie mesurée et donc *in fine* de déduire la fraction d'énergie transmise.

2. Dans la deuxième méthode (fig. 2.7(b)), on remplace le laser pulsé par une lampe de calibration dont on connaît précisément le flux lumineux émis. On réalise ensuite un simple relais d'image qui va amener la lumière émise vers le détecteur. En plaçant devant le détecteur un filtre interférentiel calibré, centré autour de la longueur d'onde utilisée au cours de l'expérience, il est possible de connaître directement la puissance lumineuse perçue et donc d'en déduire la sensibilité à cette longueur d'onde.

La deuxième méthode qui utilise la lampe de calibration est *a priori* la plus précise car elle rend possible l'observation directe de la réponse du diagnostic dans la gamme de longueurs d'onde choisie lors de l'expérience. Ayant une bonne connaissance du spectre de la lampe, il est également possible de réaliser une mesure de la réponse spectrale de la photocathode sur tout le spectre visible [52].

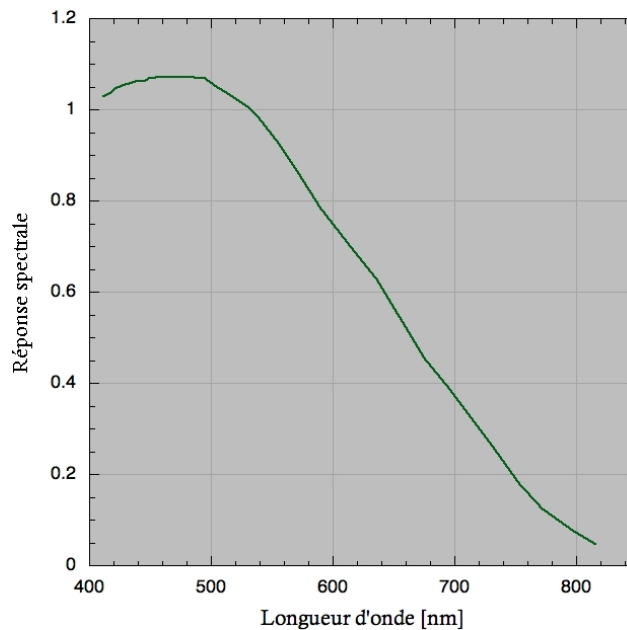


FIGURE 2.8 Réponse spectrale d'une photocathode Hamamatsu de type S20 normalisée dans le vert à 532 nm.

La figure 2.8 présente la réponse spectrale d'une photocathode de type S20 typiquement utilisée dans nos expériences. Cette grandeur, estimée en fonction de la longueur d'onde, est néanmoins normalisée à la valeur mesurée dans le vert (532 nm) dont on a mesurée la constante de calibrage k .

$$k = 6.6 \times 10^{-18} \text{ J/coup} \quad (2.9)$$

On remarque la forme quasiment gaussienne de cette réponse spectrale avec des valeurs relativement constantes entre 400 et 550 nm mais qui chutent rapidement au-delà. Afin

d'obtenir le maximum de sensibilité de la part de la streak et donc de pouvoir recueillir même le signal le plus faible possible, il est conseillé d'utiliser cette streak dans la gamme de longueur d'onde correspondant à la sensibilité maximale. Nous avons donc ici, en l'occurrence, choisi d'observer dans les longueurs d'onde caractéristiques du bleu soit aux alentours de 450 nm.

La même procédure fut réalisée par S. Baton pour la calibration des caméras à ouvertures rapides (GOI) avec cette fois-ci le faisceau sonde comprimé du laser 100 TW du LULI comme source de rayonnement, compte tenu de la fenêtre beaucoup plus courte de ces détecteurs (de l'ordre de 100 ps). Le principe expérimental est pratiquement le même que celui présenté en figure 2.7(a) (méthode 1 avec un laser pulsé) excepté que le faisceau initialement à ω est converti à 2ω lors de son passage à travers un cristal KDP et filtré du ω résiduel grâce à un filtre KG3. La GOI appartenant au LULI, sa calibration y a été réalisée sur place tandis que les Istars de York et de l'*Institute of Laser Engineering* (Université d'Osaka, Japon) ont toutes deux été calibrées au *Rutherford Appleton Laboratory* (Université de York, Angleterre). Au sortir de ces mesures, nous pouvons déduire les constantes de calibration respectives des GOI/IStar utilisées lors de nos expériences.

$$k_{\text{LULI}}^{\text{GOI}} = 1.28 \times 10^{-19} \text{ J/coup} \quad \text{et} \quad k_{\text{ILE}}^{\text{IStar}} = 3.41 \times 10^{-19} \text{ J/coup} \quad (2.10)$$

2.1.6 Courbes de calibration expérimentales

Une fois que tous les paramètres nécessaires à la calibration du diagnostic (transmission du système optique, réponse de la caméra à balayage de fente, etc.) sont réunis, une courbe peut être calculée selon la méthode présentée dans la section 2.1.1 reliant le nombre de coups perçus par le détecteur à la température équivalente de corps noir du plasma. La figure 2.9(a) expose une de ces courbes, celle-ci étant associée à la SOP transverse utilisée dans la première expérience sur les variables cataclysmiques magnétiques de Mai 2009.

L'étude de la réponse des diagnostics révèle des comportements globalement linéaires sur la plupart des gammes de températures excepté pour les plus faibles températures comme le montre la figure 2.9(b) où nous avons réalisé un zoom de la courbe de calibration. Ainsi, pour les températures inférieures à 3 eV (*i.e.* pour les nombres de coups inférieurs à 120), l'écart à la courbe devient trop important et il convient donc de se référer à la courbe originale. Néanmoins, pour toutes les autres températures, une approximation linéaire est parfaitement envisageable. Par esprit de synthèse, nous regroupons dans le tableau 2.2 toutes les relations de calibration utilisées lors des différentes expériences. Elles seront directement utilisées lors de l'analyse des SOP transverse et arrière ainsi que pour les émissions propres instantanées 2D.

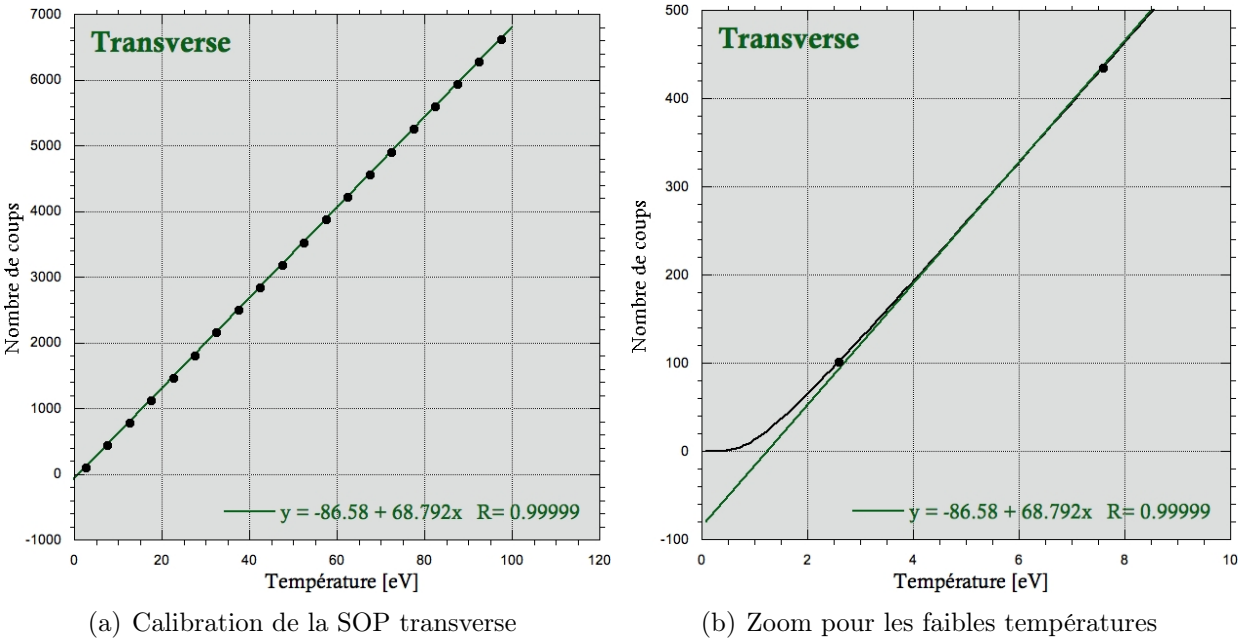


FIGURE 2.9 Calibration de la SOP transverse utilisée dans le cadre de l’expérience sur les variables cataclysmiques magnétiques réalisée au LULI2000 en Mai 2009 pour des températures comprises entre [0 eV : 100 eV] (fig. 2.9(a)) et [0 eV : 10 eV] (fig. 2.9(b)).

Campagnes	Mai 2009	Janv. 2010	Oct. à Déc. 2010
Expériences	Jets	Jets	Jets
	VCM	Chocs Radiatifs	VCM
			Chocs Radiatifs
Installations	LULI2000	GEKKO XII	LULI2000
SOP Transverse	$68.792 \times T_{[eV]} - 86.58$	$4.1658 \times T_{[eV]} - 5.1686$	Variables
SOP Arrière	$61.955 \times T_{[eV]} - 78.741$	/	
Emission 2D	/	$55.917 \times T_{[eV]} - 69.388$	

TABLE 2.2 Calibrations en températures des diagnostics d’émission (SOP Transverse, SOP Arrière, Emission 2D) selon les différentes expériences réalisées.

2.2 Diagnostics actifs

Bien que les plasmas étudiés soient suffisamment chauds et denses pour émettre un rayonnement conséquent que l'on peut mesurer, il ne fournit généralement qu'une quantité limitée de données, concernant principalement la vitesse des écoulements et leur température. Il est donc nécessaire d'implanter d'autres diagnostics, actifs mais nécessairement non intrusifs afin de ne pas perturber significativement l'état du plasma à sonder. De nombreux types de diagnostics actifs furent introduits selon la nature du plasma mais ils reposent tous sur l'introduction d'un faisceau sonde, soit électromagnétique (ombroscopie, interférométrie, radiographie, spectroscopie, etc.) soit particulaire (radiographie protonique, etc.). Nous présenterons ici uniquement les diagnostics mis en place dans nos expériences, en particulier l'ombroscopie, l'interférométrie et la radiographie X.

2.2.1 L'ombroscopie

L'ombroscopie repose sur un principe très simple : l'objet étudié (en l'occurrence ici un plasma) est éclairé par un faisceau sonde que l'on assimilera ici à une onde électromagnétique monochromatique. Lors de sa rencontre avec le plasma, sa propagation en est affectée par les processus physiques présentés dans la figure 2.10

Réfraction Déviation de l'onde lorsqu'il traverse l'interface entre deux milieux d'indices différents.

Absorption Transfert d'une partie de l'énergie de l'onde électromagnétique aux électrons et aux ions.

Diffusion⁵ Déviation de l'onde dans de multiples directions (ou même de manière isotrope) suite à son interaction avec les particules

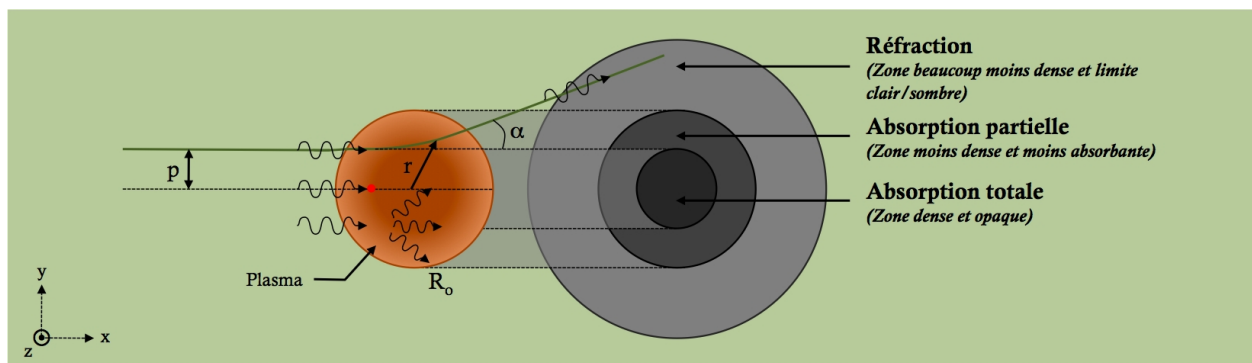


FIGURE 2.10 Schéma qualitatif du principe d'ombroscopie. Sont représentés les trois grands processus affectant la propagation du faisceau sonde, de haut en bas, la *réfraction*, l'*absorption* et la *diffusion*.

5. D'une manière générale, la diffusion s'observe surtout lorsque le faisceau sonde est très intense et pour des densités de plasma très élevées puisque la section efficace de ce processus est très faible. Etant donnée l'énergie peu importante de notre faisceau sonde (~ 1 mJ), ce processus sera ici négligé.

L'image, ou plutôt l'ombre, enregistrée nous donne des informations qualitatives sur la morphologie du plasma étudiée à une densité électronique caractéristique de la frontière (zone claire/zone sombre) observée par l'observateur que l'on appellera n_e^* .

L'estimation de cette densité est étroitement liée aux différents processus physiques qui modifient la propagation des rayons et nous verrons que l'influence de la réfraction élargie la zone initialement définie par la seule absorption du faisceau.

2.2.1.1 Absorption du faisceau

Pour obtenir une estimation de cette densité, il nous faut revenir à l'équation de propagation d'une onde électromagnétique amortie dans un plasma

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{\left(1 + i \frac{\nu_{ei}}{\omega_o}\right)} - c^2 \nabla^2 \right) \mathbf{A} = 0 \quad (2.11)$$

où \mathbf{A} est le potentiel vecteur⁶ et ω_{pe} la pulsation plasma. De cette équation découle une relation de dispersion décrivant l'évolution du nombre d'onde k en fonction des pulsations ω_o et ω_{pe}

$$\omega_o - \frac{\omega_{pe}^2}{\left[1 + (\nu_{ei}/\omega_o)^2\right]} - c^2 k^2 + i \frac{\nu_{ei}/\omega_o}{\left[1 + (\nu_{ei}/\omega_o)^2\right]} \omega_{pe}^2 = 0 \quad (2.12)$$

L'étude de la propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma montre que cette onde (de pulsation ω_o) ne se propage que pour des fréquences supérieures à la pulsation plasma ω_p ce qui nous conduit à la définition de la *densité électronique critique* n_c d'expression

$$n_c = \frac{m_e \epsilon_o \omega_o^2}{e^2} \rightarrow n_c [\text{cm}^{-3}] \approx \frac{1.13 \times 10^{21}}{\lambda_o^2 [\mu\text{m}]} \quad (2.13)$$

où m_e est la masse de l'électron, e sa charge et λ_o la longueur d'onde. L'onde va alors se propager dans le gradient de densité du plasma jusqu'à atteindre la densité critique n_c . A cette densité, les électrons du plasma se mettent à osciller en résonance à la pulsation de l'onde lumineuse créant ainsi une surface réfléchissante comme un miroir, appelée *surface critique*. Une partie de l'onde sera alors absorbée tandis que le reste sera réfléchi. Il est possible d'estimer la quantité de rayonnement absorbée grâce à la partie imaginaire de la relation de dispersion (équation 2.12), directement responsable de l'amortissement de l'onde.

La densité critique des lasers visibles est suffisamment faible pour que $\nu_{ei} < \omega_{pe}$ (et donc $\nu_{ei} < \omega_o$) [31]. Il est donc acceptable de supposer que $(\nu_{ei}/\omega_o)^2 \ll 1$. En définissant le nombre d'onde comme un nombre complexe de la forme $k = k_r - i\kappa/2$, nous pouvons obtenir les

6. On rappelle que le potentiel vecteur \mathbf{A} est défini grâce à partir de l'équation locale de conservation du flux magnétique qui affirme que, si $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ alors $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$

parties réelle k_r et imaginaire κ qui, en résolvant l'équation de dispersion 2.12, prennent les expressions

$$k_r = \frac{\omega_o}{c} \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} \quad \text{et} \quad \kappa = \nu_{ei} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_o^2} \frac{1}{c \sqrt{1 - (n_e/n_c)}} \quad (2.14)$$

Au final, nous pouvons déduire une expression complète de l'onde

$$\tilde{E} = E_o \exp \left[i \left(\omega_o t - \vec{k} \cdot \vec{r} \right) \right] \quad (2.15)$$

Si on suppose une seule direction $\rightarrow \tilde{E} = E_o \exp [i (\omega_o t - k x)]$.
Ce qui conduit à une expression finale de l'onde électromagnétique

$$\tilde{E} = E_o \underbrace{\exp (i \omega_o t) \exp \left(-i \frac{\omega_o}{c} \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} x \right)}_{\text{Propagation de l'onde sans amortissement}} \underbrace{\exp \left(-\nu_{ei} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_o^2} \frac{1}{c \sqrt{1 - (n_e/n_c)}} x \right)}_{\text{Absorption par collisions } e \leftrightarrow \text{ions}} \quad (2.16)$$

La fraction de l'onde électromagnétique transmise est directement donnée par le terme imaginaire du nombre d'onde κ

$$T = \exp \left(-\nu_{ei} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_o^2} \frac{1}{c \sqrt{1 - (n_e/n_c)}} x \right) \quad (2.17)$$

En supposant que l'échange d'impulsion se réalise majoritairement entre électrons et ions, on définit une fréquence de collision $e \leftrightarrow$ ions comme étant une fonction de la densité et de la température électroniques [31].

$$\nu_{ei} [\text{s}^{-1}] = 3 \times 10^{-6} \frac{n_e [\text{cm}^{-3}] Z}{T_e^{3/2} [\text{eV}]} \ln \Lambda \quad (2.18)$$

Il est alors possible de déduire une expression simplifiée de la fraction de faisceau transmise

$$T = \exp \left(-8.85 \times 10^{-38} \frac{n_e^2 [\text{cm}^{-3}] Z \lambda_o^2 [\mu\text{m}]}{T_e^{3/2} [\text{eV}]} \frac{1}{\sqrt{1 - (n_e/n_c)}} x \right) \quad (2.19)$$

$$T = \exp \left(-2.97 \times 10^{-27} \frac{n_e^2 [\text{cm}^{-3}] Z \lambda_o^2 [\mu\text{m}]}{T_e^{3/2} [\text{eV}]} \frac{1}{\sqrt{1.13 \times 10^{21} - n_e [\text{cm}^{-3}] \lambda_o^2 [\mu\text{m}]}} x \right) \quad (2.20)$$

Cette transmission est fortement dépendante de la longueur de plasma traversée, donnée difficilement accessible précisément avec les diagnostics mis en place. Il est néanmoins possible d'obtenir une estimation de cette grandeur en prenant la largeur typique de la zone obscure observée sur quelques tirs tests et en admettant une symétrie cylindrique du plasma. En supposant une valeur de $x \sim 1$ mm, une transmission du faisceau égale à 10 % équivaudrait à une densité électronique d'environ $0.04 n_c$ (soit $1.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). Nous considérerons cette valeur comme une première estimation de la densité limite caractérisant la frontière entre les zones sombre et claire.

2.2.1.2 Réfraction du faisceau

La section 2.2.1.1 a mis en évidence une première expression de la transmission du faisceau sonde (équation 2.19) et nous a montré que dans le cas où seule l'absorption intervenait, la frontière entre les zones sombre et claire est proche de la densité critique n_c .

Néanmoins le faisceau sonde se propage dans un milieu présentant un gradient de densité. Nous présentons dans la figure 2.11 un profil radial typique d'un plasma à symétrie cylindrique. Nous définirons, en plus de la densité critique n_c de nouvelles grandeurs comme n_o la densité maximale se situant au cœur du cylindre de plasma (*i.e.* sur son axe de symétrie) de rayon maximum R_o et R le rayon caractéristique du plasma tel que $n_e(R) = 0.1 n_o$. Nous ferons également intervenir cette fois la densité limite n_e^* caractérisant la frontière entre les zones sombre et claire.

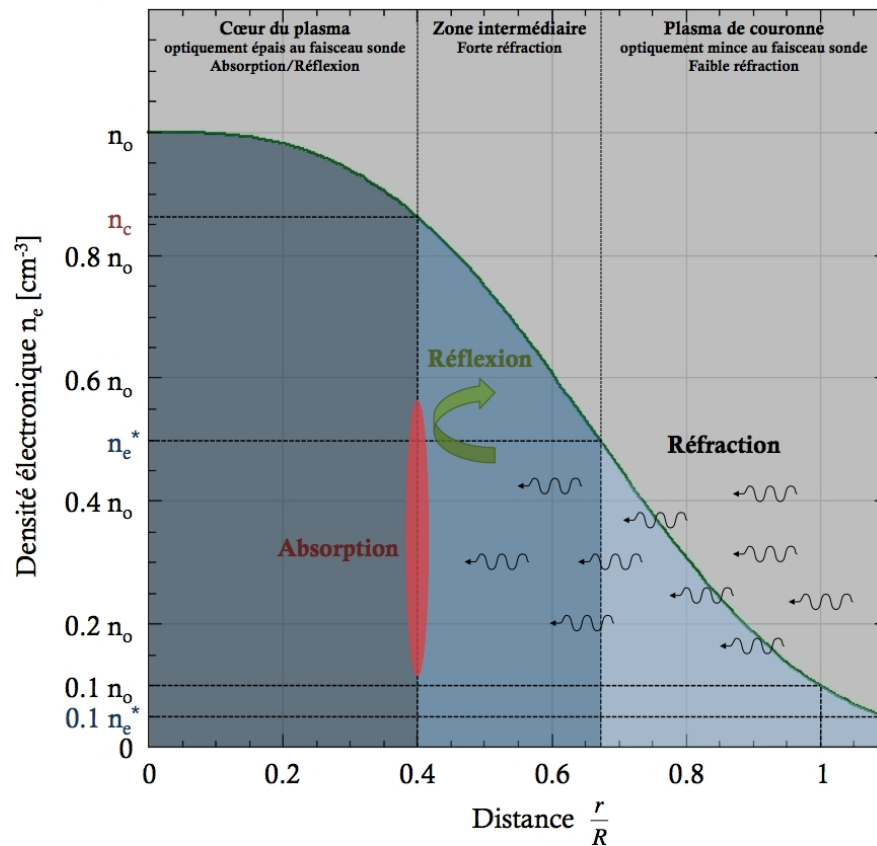


FIGURE 2.11 Profil radial de densité typique d'un plasma à symétrie cylindrique.

Bien que nous ne l'ayons pas clairement explicité dans l'équation 2.16, la propagation de l'onde, indépendamment ou non du facteur d'amortissement qui l'accompagne, fait intervenir l'indice de réfraction du plasma n que nous avons directement développé sous sa forme bien connue

$$n = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} \quad (2.21)$$

Cet indice présente une limite évidente, n_c , au-delà de laquelle il devient imaginaire et se traduit par une absorption/réflexion du faisceau qui ne peut alors se propager dans le plasma plus dense, comme nous l'avons montré dans la section 2.2.1.1. Grâce à cette première limite, nous pouvons définir trois différentes régions du plasma comme indiqué sur les figures 2.10 et 2.11.

Le cœur du plasma comprend toute la zone de densité électronique $n_e > n_c$. L'image de cette zone est totalement opaque et imperméable au faisceau sonde.

La zone intermédiaire englobe toute la région dont la densité électronique n_e est comprise entre la densité critique n_c et la densité limite n_e^* . Caractérisée par un gradient de densité relativement important, elle est le siège d'une importante réfraction et se traduit par une zone plutôt sombre car peu de ces faisceaux fortement déviés sont collectés par le système optique.

La couronne regroupe toute la région restante avec une densité électronique n_e inférieure à la densité limite n_e^* . Du fait de cette plus faible densité électronique, la réfraction est moins importante et la zone est relativement transparente au faisceau sonde.

Bien que la physique derrière le diagnostic d'ombroscopie soit directement dépendante de la densité électronique, il est très difficile de différencier de manière absolue les trois zones et d'en déduire les densités électroniques correspondantes sans le recours à un diagnostic d'interférométrie (cf. section 2.2.2 pour plus de détails sur ce diagnostic). Il est néanmoins possible d'estimer la densité limite n_e^* , autrement dit la frontière entre la couronne et la "zone intermédiaire".

En nous basant sur le principe de Fermat qui postule qu'un rayon lumineux se propage de telle sorte à minimiser son chemin optique, nous pouvons exprimer l'intensité perçue par le détecteur comme étant une fonction de la dérivée seconde de l'indice de réfraction n [53]

$$\frac{\Delta I}{I_o} = d_{\text{TCC} \rightarrow \text{Lens}} \left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dz^2} \right) \underbrace{\int n ds}_{\text{Chemin Optique}} \quad (2.22)$$

où I et I_o sont respectivement l'intensité mesurée et l'intensité initiale du faisceau sonde, $d_{\text{TCC} \rightarrow \text{Lens}}$ la distance entre le plasma et le détecteur, n le chemin optique au point de coordonnées (x, z) et ds l'abscisse curviligne.

L'accès au chemin optique peut se faire de plusieurs façons, la plus simple restant toujours la *méthode de tracé de rayons* [54]. Cette méthode n'est applicable que si le gradient d'indice n'est pas trop important [55] ce qui se traduit par l'expression

$$\left| \frac{\partial n}{\partial x} \right| \ll \frac{n}{\lambda} \quad (2.23)$$

Cette condition stipule que la longueur d'onde associée au faisceau sonde doit être beaucoup plus petite que la longueur caractéristique associée au gradient d'indice. Si l'on considère la relation 2.21, cette condition s'écrit en fonction de la densité électronique n_e

$$\left| \frac{\partial n_e}{\partial x} \right| \ll 2 \frac{n_c - n_e}{\lambda} \quad (2.24)$$

Pour donner un ordre de grandeur, si l'on considère une densité électronique du plasma de l'ordre de 10^{20} cm^{-3} ainsi qu'une densité critique égale à $4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ caractéristique d'un faisceau sonde de longueur d'onde $\lambda = 532 \text{ nm}$, le gradient d'indice ne doit pas dépasser les 10^{26} cm^{-4} pour que cette méthode soit applicable.

Dans le cas où cette condition est remplie, nous suivons l'étude réalisée par [54] dans laquelle l'auteur considère un plasma caractérisé par un profil de densité électronique décroissant avec la distance relative au centre dont un exemple est présenté dans la figure 2.11. Dans ces conditions, les rayons lumineux sont d'autant plus déviés que l'indice de réfraction est grand (*i.e.* dans le sens contraire au gradient d'indice) donnant ainsi au plasma un comportement similaire à celui d'une lentille divergente. On supposera enfin une déviation des rayons peu importante ($\equiv \alpha \ll 1$) ainsi qu'une contribution à l'indice de réfraction uniquement due aux électrons, ce qui sous-entend donc une densité électronique $n_e \ll n_c$.

Le caractère symétrique du plasma considéré nous conduit à exprimer la trajectoire du rayon lumineux selon le paramètre d'impact p dans le système de coordonnées cylindriques (r, ϕ) ⁷, plus adapté à notre problème [54], [55].

$$\frac{dr}{d\phi} = \frac{r}{p} \sqrt{n^2(r) \cdot r^2 - p^2} \quad (2.25)$$

On remarque que cette trajectoire est étroitement liée à l'indice de réfraction et donc au profil de densité rencontré lors de la propagation du rayon lumineux. Une solution analytique complète de l'équation 2.25 peut être obtenue pour décrire le parcours du rayon lumineux mais elle est relativement coûteuse en temps de calcul. L'hypothèse $\alpha \ll 1$ nous permet néanmoins de nous ramener à une trajectoire rectiligne et donc à une intégration le long d'une ligne droite plutôt que sur la courbe plus réaliste, ce qui simplifie grandement le problème. L'angle de déviation $\alpha(p)$ prend donc la forme [54]

$$\alpha(p) = 2 \int_{R_o}^p \frac{p}{r} \frac{1}{n(r)} \frac{dn(r)}{dr} \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - p^2}} \quad (2.26)$$

On rappelle que le rayon maximum du plasma R_o est défini tel que $n_e(r \geq R_o) = 0$ soit $n(r \geq R_o) = 1$.

En introduisant la relation de dispersion 2.21 et en considérant que $n_e \ll n_c$, on obtient

$$\alpha(p) = \frac{1}{n_c} \int_0^{\sqrt{r_o^2 - p^2}} \frac{\partial n_e(p, z)}{\partial p} dz \quad (2.27)$$

Afin de pouvoir comprendre la modification de l'angle de déviation selon différents profils de densité, on normalise la densité n_e par rapport à la densité maximale n_o et les distances par rapport à R . Si l'on utilise la fonction $f(p/R, z/R)$ comme représentative du profil normalisé de la densité électronique, l'angle de déviation $\alpha(p/R)$ devient

$$\alpha\left(\frac{p}{R}\right) = \frac{n_o}{n_c} \int_0^{\sqrt{(R_o/R)^2 - (p/R)^2}} \frac{\partial f\left(\frac{p}{R}, \frac{z}{R}\right)}{\partial \left(\frac{p}{R}\right)} d\left(\frac{z}{R}\right) \quad (2.28)$$

7. La coordonnée de longueur y qui complète r et ϕ n'est pas utile ici car on considère uniquement une propagation du rayon dans le plan perpendiculaire à la direction du plasma. Le même comportement se retrouve néanmoins dans chaque plan $y = \text{cst}$ avec un profil de densité certainement différent.

Nous pouvons observer à travers l'équation 2.28 que le profil de densité joue un rôle important dans l'estimation de l'angle de déviation α . Or, hormis des considérations théoriques, il nous est très difficile d'accéder à ce paramètre sans le recours à un diagnostic d'interférométrie. Une dizaine de profils ont été envisagés dans [54] (dont un est représenté en figure 2.11 d'expression $f(r/R) = \exp[\ln 0.1 \cdot (r/R)^3]$) et ont néanmoins permis de dégager une expression de l'angle de déviation maximal α_{max} selon la position relative à l'axe de symétrie

$$\alpha_{max} = (1.01 \pm 0.33) \frac{n_o}{n_c} \quad (2.29)$$

Cette relation est théoriquement exacte mais la réalité est néanmoins quelque peu différente, particulièrement en ce qui concerne la définition de la densité maximale n_o du centre du plasma. L'étude réalisée par Keilmann [54] suppose pour plus de simplicité que $n_e \ll n_c$ afin de négliger tous les problèmes liés à la zone critique et pour se focaliser uniquement sur la réfraction. Or, notre plasma est très certainement caractérisé par un plasma de cœur beaucoup plus dense. Nous nous ramènerons donc ici, non pas à la densité maximale n_o mais à la densité limite n_e^* au-delà de laquelle la réfraction est beaucoup plus importante et où la relation 2.24 n'est plus vérifiée. L'angle maximum de déviation devient donc

$$\alpha_{max} = (1.01 \pm 0.33) \frac{n_e^*}{n_c} \quad (2.30)$$

Estimer la densité limite n_e^* liée à notre diagnostic est possible en prenant en compte les caractéristiques de notre système optique. En effet, toute l'intensité lumineuse émise par la cible n'est pas capturée par nos détecteurs. Seule l'émission collectée par la première lentille dans l'enceinte sera transportée vers le détecteur pour y être ensuite mesurée. Cette proportion est d'autant plus faible que la distance de la lentille est grande et la réfraction importante. L'angle solide de collection de la première lentille Ω (cf. section 2.1.3) définit donc l'angle maximum de déviation accepté pour une distance maximale par rapport à l'axe (~ 1 mm dans nos expériences). Tout rayon lumineux réfracté à un angle supérieur à l'angle de collection de la première lentille ne sera pas observé et la zone sondée paraîtra plus sombre sur l'image.

Il est au final possible d'estimer la densité limite n_e^* en égalant l'angle solide de collection des photons Ω avec l'angle maximal de déviation des rayons lumineux α_{max} ce qui dans notre cas (si l'on prend les données de la section 2.1.3) nous donne des valeurs comprises entre $0.017 n_c$ (soit $6.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) et $0.033 n_c$ (soit $1.32 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) dans le cas le plus défavorable. C'est cette dernière valeur que nous retiendrons lors de nos expériences. Nous remarquerons également que ces valeurs sont inférieures à celles obtenues en ne considérant que l'absorption du faisceau sonde par le plasma (cf. section 2.2.1.1) tout en restant dans le même ordre de grandeur ce qui confirme l'idée initiale que la réfraction repousse la frontière (zone sombre/zone claire) et réduit les régions du plasma que l'on peut effectivement sonder.

2.2.2 L'interférométrie

Dans les expériences qui visent à étudier le comportement hydrodynamique d'un plasma, la densité électronique n_e est une grandeur fondamentale que l'on cherche toujours à mesurer.

La section précédente (section 2.2.1) nous a montré que le diagnostic d'ombroscopie donne un aperçu de la morphologie, elle-même étroitement liée au profil de densité électronique du plasma. Cependant, elle ne fournit que très peu de données quantitatives sur ce profil, juste une image qui pourrait se comparer à un isocontour du plasma à une densité particulière, la densité limite n_e^* .

Il s'est donc avéré nécessaire d'introduire d'autres diagnostics nous donnant des informations plus précises sur la densité électronique. Dans la catégorie des diagnostics visibles, l'interférométrie en est un bon exemple. Plusieurs systèmes d'interférométrie existent : les interféromètres Mach-Zender et VISAR peuvent être utilisés dans le cadre d'une mesure de vitesse de choc mais nous préférons ici nous concentrer sur l'interféromètre de Nomarski modifié que nous avons amplement utilisé au cours de cette thèse.

2.2.2.1 L'interféromètre de Nomarski modifié

Nous présentons dans la figure 2.12 le principe de fonctionnement d'un interféromètre de type Nomarski modifié [56] dans la configuration que nous avons mise en place lors de nos campagnes expérimentales. Un faisceau sonde (Nd : YaG) impulsif de faible énergie, doublé en fréquence (~ 8 ns, \sim mJ et $\lambda = 532$ nm) et polarisé à 45° sonde le plasma étudié. La taille du faisceau est choisie suffisamment grande pour que seule la partie du faisceau qui se propage effectivement à travers la zone perturbée soit retardée à cause des gradients de densités électroniques tandis que le reste du faisceau reste imperturbé et sert de référence. Lorsqu'il passe ensuite à travers un *prisme de Wollaston*, le faisceau sonde est séparé en deux faisceaux divergents d'un angle allant de 0.5° à 2° selon le prisme et présentant des polarisations linéaires et orthogonales entre elles (0° et 90° respectivement). Les deux faisceaux divergents passent enfin à travers un polariseur, placé à 45° de la verticale, les projetant ainsi dans le même plan pour qu'ils puissent interférer dans la région où ils se superposent.

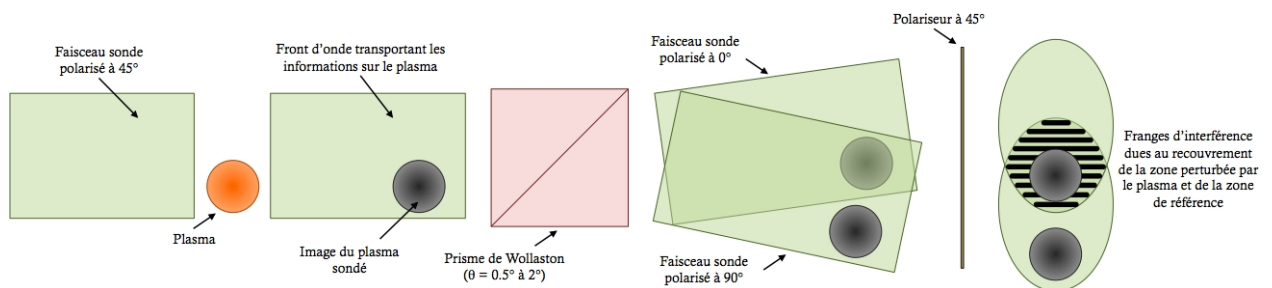


FIGURE 2.12 Principe de l'interféromètre de Nomarski modifié utilisant le prisme de Wollaston (Adapté de [57]).

Les avantages de ce type d'interféromètre sont nombreux mais ce qui le sépare surtout des autres est le fait que les deux faisceaux (référence et perturbé) ne se distinguent l'un de l'autre qu'après passage à travers le prisme et suivent donc globalement le même chemin optique. Cette caractéristique associée au nombre très restreint d'optique nécessaire pour sa mise en place le rend très simple d'installation et limite grandement les problèmes d'alignement et de

stabilité. Nous utilisons ici des impulsions relativement longues (~ 8 ns) mais cette propriété est d'autant plus importante pour les systèmes employant des impulsions ultra-courtes où la cohérence du laser est donc très petite. Par ailleurs, le fait de passer par les mêmes optiques au cours de sa propagation permet d'éliminer certaines aberrations introduites par les optiques ou autres débris possibles. Cependant, l'utilisation d'un prisme biréfringent introduit une limite inférieure à la longueur de cohérence. En effet, puisque les deux faisceaux divergents ont des polarisations différentes, ils se propagent avec des vitesses de groupe différentes et peuvent donc être séparés d'une distance supérieure à la distance de cohérence, rendant impossible l'établissement d'interférences visibles.

Le choix des positions relatives du détecteur et du prisme de Wollaston est crucial lors de l'implantation et de l'alignement du diagnostic. En effet, les deux faisceaux divergents doivent être suffisamment séparés pour que les régions perturbées de chaque faisceau n'interagissent pas entre elles (ce qui pourraient corrompre l'image finale) tout en restant suffisamment proches pour que les parties perturbée et non perturbée puissent se superposer et donner des franges. Ajoutée à cela reste l'interfrange qui détermine la précision en densité électronique Δn_e et qu'il faut choisir avec soin.

Toutes ces conditions limitent beaucoup les positions possibles des différents optiques et le choix d'une configuration de l'interféromètre résulte au final d'un compromis entre la séparation des faisceaux, leur superposition et l'interfrange. Il est néanmoins possible d'estimer ces paramètres pour pouvoir préparer au mieux l'interféromètre. Si on considère les distances a et b comme définis dans la figure 2.13, nous pouvons exprimer la distance séparant les deux faisceaux Δl_{beam} ainsi l'interfrange i comme des fonctions de l'angle de séparation θ , de la longueur d'onde λ_o du faisceau sonde et des distances a et b

$$\Delta l_{beam} = 2b \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad \text{et} \quad i = \frac{b\lambda}{a \sin \theta} \quad (2.31)$$

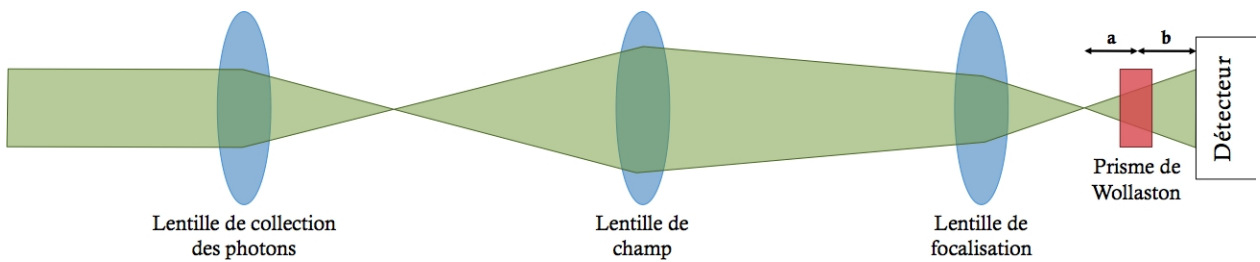


FIGURE 2.13 Schématisation du chemin emprunté par le faisceau sonde jusqu'au détecteur. La séparation des faisceaux n'est pas représentée ici mais l'accent est mis sur les distances entre le point focal, le prisme et le détecteur.

Enfin, les phénomènes d'absorption et de réfraction présentés en section 2.2.1 ont les mêmes effets sur l'interférométrie que sur l'ombroscopie bien qu'avec des conséquences plus dramatiques puisqu'ils peuvent grandement dégrader la qualité de l'image ainsi que son contraste augmentant de ce fait l'erreur sur le déphasage [58]. Une résolution temporelle

inadaptée par rapport au temps hydrodynamique du système peut aussi conduire une superposition malencontreuse des franges et nécessite donc l'implantation de détecteurs à courtes fenêtres temporelles. L'émission propre du plasma à la même longueur d'onde que celle du faisceau sonde peut également introduire une source d'erreur supplémentaire et fausser les données. Afin d'éviter ces derniers désagréments, il suffirait que le faisceau sonde soit suffisamment plus intense que cette émission propre tout en prenant soin à ce qu'elle ne perturbe pas de manière significative l'évolution hydrodynamique du plasma (autrement dit, même si le diagnostic est actif, il doit rester au maximum non invasif).

2.2.2.2 Principe de l'interférométrie

Le principe de l'interférométrie consiste en la comparaison de deux faisceaux, l'un se propageant dans le plasma que l'on souhaite étudier (que l'on appellera par la suite le *faisceau perturbé*), et le second parcourant la même longueur de chemin optique mais cette fois dans le vide (ce faisceau sera le *faisceau de référence*) et à mesurer la différence de phase entre eux deux. Si ces deux faisceaux sont issus de la même source, ils possèdent donc initialement le même front d'onde (et donc la même phase) et toute différence de phase entre les deux faisceaux ne peut théoriquement être induit que lors du passage du faisceau à travers le plasma.

Si l'on part des considérations théoriques de base en reprenant l'expression du champ électrique introduit dans la section 2.2.1.1 (équation 2.16), lorsque l'onde se propage dans un plasma de longueur L , le front d'onde du faisceau voit sa phase modifiée d'une grandeur Φ d'expression [53]

$$\Phi = \int n \frac{\omega_o}{c} dl \quad (2.32)$$

La différence de phase entre les deux faisceaux se déduit ensuite tout naturellement

$$\Delta\Phi = \int (n - 1) \frac{\omega_o}{c} dl \quad (2.33)$$

En supposant que la densité critique n_c associée à la longueur d'onde λ_o du faisceau sonde est très supérieure à la densité électronique du plasma (*i.e.* $n_e \ll n_c$), l'indice de réfraction n du plasma peut, grâce à un développement limité, se réduire à une simple relation linéaire

$$n \approx 1 - \frac{n_e}{2n_c} \quad (2.34)$$

nous conduisant donc à une nouvelle expression pour le déphasage $\Delta\Phi$

$$\Delta\Phi \sim \frac{\omega_o}{2cn_c} \int n_e dl = \frac{\pi}{\lambda_o n_c} \int n_e dl \quad (2.35)$$

Hormis de rares cas où la densité électronique n_e du plasma est constante le long du chemin optique emprunté par le faisceau sonde, le plasma présente un profil de densité que l'on souhaite déterminer. Contrairement à l'ombroscopie où seule une densité limite pouvait

être déduite à partir de profils théoriques, le déphasage de franges devrait en toute rigueur nous permettre de connaître localement la densité électronique n_e pourvu que l'on connaisse la morphologie du plasma en question.

Il est possible de s'affranchir de ce problème lorsque les plasmas étudiés présentent une symétrie sphérique ou cylindrique comme c'est d'ailleurs le cas ici, nous permettant ainsi de réaliser une *inversion d'Abel*.

La propagation du faisceau sonde à travers le plasma dans une direction perpendiculaire à l'axe de symétrie z forme une projection 2D du système sur le détecteur (caméra CCD en l'occurrence). En supposant que les rayons lumineux qui composent le faisceaux ne subissent que très peu de réfraction (*i.e.* $\alpha \ll 1$ comme dans la section 2.2.1), ils peuvent être assimilés, pour plus de simplicité, à des droites se propageant uniquement selon la direction x . Une étude plus précise de l'influence de la réfraction sur la qualité des mesures en interférométrie a été réalisée par Lisitsyn et *al.* [58] mais nous nous affranchirons de ces effets dans notre modèle simple. Nous admettrons donc un déphasage $\Delta\Phi$ d'expression

$$\Delta\Phi \sim \frac{\omega_o}{2cn_c} \int_{-\infty}^{+\infty} n_e(x, y, z) dx = \frac{\omega_o}{cn_c} \int_0^{+\infty} n_e(x, y, z) dx \quad (2.36)$$

Si l'on reprend les notations introduites dans la figure 2.10, nous pouvons exprimer la densité électronique comme étant une fonction de la distance par rapport à l'axe de symétrie r et de la distance dans la direction de l'axe de symétrie z , $n_e(r, z)$; la dépendance en angle θ étant levée du fait de la symétrie cylindrique qui caractérise le plasma étudié. En partant de ces considérations géométriques, le déphasage $\Delta\Phi$ introduit à travers l'équation 2.36 devient

$$\Delta\Phi \sim \frac{\omega_o}{cn_c} \int_{|y|}^{+\infty} \frac{n_e(r, z) r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr \quad \text{avec} \quad x = \sqrt{r^2 - y^2} \quad (2.37)$$

Le déphasage $\Delta\Phi$ étant la quantité mesurée par le détecteur, nous pouvons remonter à la densité électronique $n_e(r, z)$ en réalisant une *transformation d'Abel inverse*

$$n_e(r, z) \sim -\frac{2n_cc}{\omega_o\pi} \int_r^{R_o} \frac{d\Delta\Phi(y, z)}{dy} \frac{1}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy \quad (2.38)$$

La limite supérieure est ramenée à R_o puisque pour $r \geq R_o$, la densité électronique et par conséquent le décalage de frange tombent à 0.

2.2.2.3 Décalage de franges, phases et densités

Pour analyser les franges et retrouver la phase introduite par le plasma, nous avons utilisé deux programmes distincts mais fournissant au final des résultats comparables : IDEA⁸ mis à disposition par l'université technique de Graz [59] et DENSITÉ, un programme d'interférométrie développé par le LOA pour étudier les écoulements en sortie de buse de gaz.

8. Disponible à l'adresse suivante : <http://optics.tu-graz.ac.at/idea/idea.html>.

On parlera ici de deux méthodes de déroulement de la phase largement utilisées, la méthode par *transformée de Fourier* et la méthode par *transformée en ondelettes continues*. La première est la plus connue et relativement facile à utiliser ; la deuxième introduit moins de bruit mais est plus coûteuse en temps de calcul.

On peut néanmoins se demander **pourquoi** développer des méthodes spécifiques pour calculer la phase alors que l'on peut *a priori* la retrouver directement connaissant la forme analytique du signal observé. En effet, nous savons que l'intensité observée présente une forme sinusoïdale de la forme

$$I(z) = I_o \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi z}{d} + \phi(z) \right) \right] \quad (2.39)$$

avec d l'interfrange et $\phi(z)$ la phase. De l'équation 2.39, on déduit immédiatement

$$\phi(z) = \arccos \left(\frac{I(z)}{I_o} - 1 \right) - \frac{2\pi z}{d} \quad (2.40)$$

Il ne reste donc plus ensuite qu'à dérouler la phase en prenant soin d'enlever les sauts de 2π pour obtenir l'information recherchée. Pourtant, cette méthode est peu efficace car elle est fortement sensible au bruit, toujours présent dans les interférogrammes (non uniformités du faisceau, réfraction, tâches d'Airy due à une poussière, etc.). C'est pourquoi, les méthodes actuellement utilisées reposent sur une analyse spectrale du signal. On évite ainsi les problèmes dus au bruit qui sont à des fréquences spatiales différentes de la fréquence des franges.

La méthode par transformée de Fourier (FFT) Comme son nom l'indique, elle consiste à réaliser la transformée de Fourier de l'intensité lumineuse observée. Etant donnée que les franges sont unidirectionnelles, on peut se restreindre à une transformée de Fourier dans la direction perpendiculaire aux franges. On obtient alors des spectres de la forme

$$I(\omega) = I_o \left[\delta(\omega + \omega_o) \cdot TF(e^{-i\phi}) + \delta(\omega) + \delta(\omega - \omega_o) \cdot TF(e^{i\phi}) \right] \quad (2.41)$$

Toute l'information qui nous intéresse est donc stockée autour d'un des pics à la pulsation ω_o (\equiv pulsation porteuse). La méthode consiste à ne garder qu'un seul des pics. Pour cela on applique un filtre super-gaussien, compromis entre une fenêtre de fréquences large et l'absence de problème aux bords. Une démarche plus simple consiste à sélectionner dans l'espace des fréquences une zone suffisamment grande pour regrouper toute l'information mais suffisamment petite pour masquer les fréquences les plus faibles résultant du bruit. On translate ensuite le pic autour de la fréquence nulle et on fait la transformée de Fourier inverse du spectre ainsi obtenu ce qui nous donne au final :

$$I'(\omega) = I_o \delta(\omega) \cdot TF(e^{i\phi}) \quad \text{et} \quad I'(z) = I_o e^{i\phi} \quad (2.42)$$

Lors du traitement d'interférogrammes expérimentaux, il est souvent préférable de retrancher la phase de la porteuse en utilisant une image de référence plutôt que de réaliser une simple soustraction d'un tilt linéaire. Cela vient du fait que la phase induite par la porteuse ne varie

pas toujours de manière constante le long de l'interférogramme, la cause étant vraisemblablement issue du système optique qui peut introduire, lors d'une erreur d'alignement, une réfraction du faisceau ou même parfois une forte inclinaison des franges au bord de l'image. Seule une soustraction de la phase de référence permet de limiter l'erreur sous peine de la voir augmenter exponentiellement.

La méthode par transformée en ondelettes continues (CWT) Cette méthode vient de la réflexion que la méthode par transformée de Fourier effectue une décomposition en ondes planes (*i.e.* en ondes à support infini) ce qui ne correspond pas tout à fait aux phénomènes physiques réels. Il faut donc réaliser un compromis entre l'information spatiale du signal et l'information spectrale de sa transformée de Fourier. C'est ce que réalise la transformée en ondelettes. Tout comme la transformée de Fourier, elle donne une décomposition de l'intensité selon une famille de fonctions (les ondelettes) par convolution mais cette fois, la famille d'ondelettes $\Psi_{a,b}(t)$ est construite à partir d'une ondelette mère Ψ normalisée par un facteur d'échelle $a (\in \mathbb{R}_+)$ et translatée dans l'espace des fréquences par un paramètre $b (\in \mathbb{R})$ selon l'expression

$$\Psi_{a,b}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \Psi \left(\frac{t-b}{a} \right) \quad (2.43)$$

Les coefficients de la décomposition en ondelettes s'écrivent alors :

$$WT\{s\}(a, b) = \langle \Psi_{a,b} | s \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{a}} \Psi \left(\frac{t-b}{a} \right) s(t) dt \quad (2.44)$$

A titre d'exemple, le programme DENSITE utilise une des toutes premières familles d'ondelettes utilisées ; la famille des ondelettes dites de Morlet, construite à partir de l'ondelette mère

$$\Psi(t) = \exp(i\omega_o t) \exp \left[- \left(\frac{t}{\tau} \right)^2 \right] \quad (2.45)$$

où ω_o représente la fréquence principale et τ la largeur temporelle de l'onde. Le produit $\omega_o \tau$ représente la résolution temporelle et spectrale de la décomposition en ondelettes. La transformée en ondelettes d'un signal temporel sinusoïdal de la forme $\exp(i\omega'_o t)$ donne naissance à des coefficients d'expression

$$WT(a, b) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{a}} \exp \left[i\omega_o \left(\frac{t-b}{a} \right) - \left(\frac{t-b}{\tau a} \right)^2 \right] \exp(i\omega'_o t) dt \quad (2.46)$$

$$\text{Soit } WT(a, b) = \frac{e^{i\omega'_o b}}{\sqrt{a}} \exp \left[- \frac{\tau a}{4} \left(\frac{\omega_o}{a} + \omega'_o \right)^2 \right] \quad (2.47)$$

Nous ne rentrerons pas ici trop dans les détails puisque ce n'est pas le sujet de la thèse mais il est possible de montrer que la phase recherchée est la phase de la crête de la transformée en ondelettes soit $\phi(z) = \text{Phase}[WT(j, r(j))]$ où les $\{j, r(j)\}$ sont les coordonnées de la crête. Il ne reste plus qu'à dérouler la phase pour obtenir le résultat voulu.

Les avantages de cette méthode par rapport à la FFT réside dans une meilleure précision et une moindre sensibilité au bruit. Elle reste cependant très coûteuse en temps de calcul.

Calcul de la densité électronique Une fois la carte de phase réalisée, il faut réaliser l'inversion d'Abel pour pouvoir extraire la densité électronique. Les méthodes numériques consistent à discrétiser l'équation 2.38 en transformant l'intégrale en une sommation. Nous avons employé ici la méthode de Bockasten [60] mise en pratique dans un code développé par C.D. Gregory [57]. Dans ce programme, la sommation commence à l'extérieur du plasma (c'est-à-dire à $r = R_o$) puis progresse vers l'axe au centre. Cette méthode est très dépendante de la définition d'un axe de symétrie et il n'est pas rare d'observer autour de cette axe une accumulation de bruits ainsi que de nombreuses discontinuités, dans la grande majorité des cas, purement numériques.

2.2.3 La radiographie X

Tous les diagnostics visibles jusqu'à présent utilisés sont limités par les processus d'absorption/réflexion au niveau de la zone critique de densité n_c . L'équation 2.13 exprime la densité critique comme une fonction de la longueur d'onde ($n_c \propto \lambda_o^{-2}$) et montre qu'il est possible de repousser la densité limite accessible en utilisant des longueurs d'onde plus courtes. Nous avons donc décidé de compléter notre panel de diagnostics visibles avec un diagnostic de radiographie X dans le but de pouvoir accéder aux zones les plus denses du plasma (cœur du jet de plasma, zones post-choc entre autres).

2.2.3.1 Principe de fonctionnement

Il existe différentes méthodes de radiographie X, la plus connue étant l'imagerie par point projeté (que l'on nommera plus communément par son appellation anglaise *point projection*) [61], [62]. Le principe est relativement simple : un laser ultra-intense ($I_{las} > 10^{17}$ X/cm²) est focalisé sur une fine feuille afin de produire une source d'émission K_α isotrope. Cette émission se propage ensuite à travers le plasma étudié à la manière d'une ombroscopie avant d'être mesurée grâce à un détecteur sensible aux rayons X (figure 2.14).

Les émissions K_α sont choisies par rapport aux autres raies d'émission du fait de leur durée temporelle très courte et de leur très haute monochromaticité [62]. Au cours l'émission K_α (qui se produit pratiquement dès l'interaction du laser avec la cible), il ne se produit aucun changement notable de l'hydrodynamique du système ($t_{hydro} \geq 100$ ps) nous permettant ainsi de réaliser un cliché d'un état donné du milieu.

Afin d'obtenir une mesure correcte de la densité, il est nécessaire d'obtenir un contraste de qualité entre les zones choquée et non choquée ce qui conditionne le choix de la source X et donc du matériau. En règle générale, un contraste ~ 2 est considéré comme suffisant [62].

En ce qui concerne le détecteur, nous avons choisi l'*Image Plate*⁹ (IP) pour sa simplicité d'utilisation, sa taille adaptable selon le grandissement voulu et surtout sa très grande sensibilité (figure 2.15). Une image plate est constituée d'une multitude de particules photoluminescentes de petite taille (~ 5 μ m) elles-mêmes constituées de cristaux de fluoro-halogénure

9. Le nom français moins connu des *Image Plates* est *Ecran Radio Luminescents à Mémoire* (ERLM). Ils sont largement utilisés dans le domaine de la radiologie, dans la physique nucléaire et plus récemment dans le domaine laser/plasma

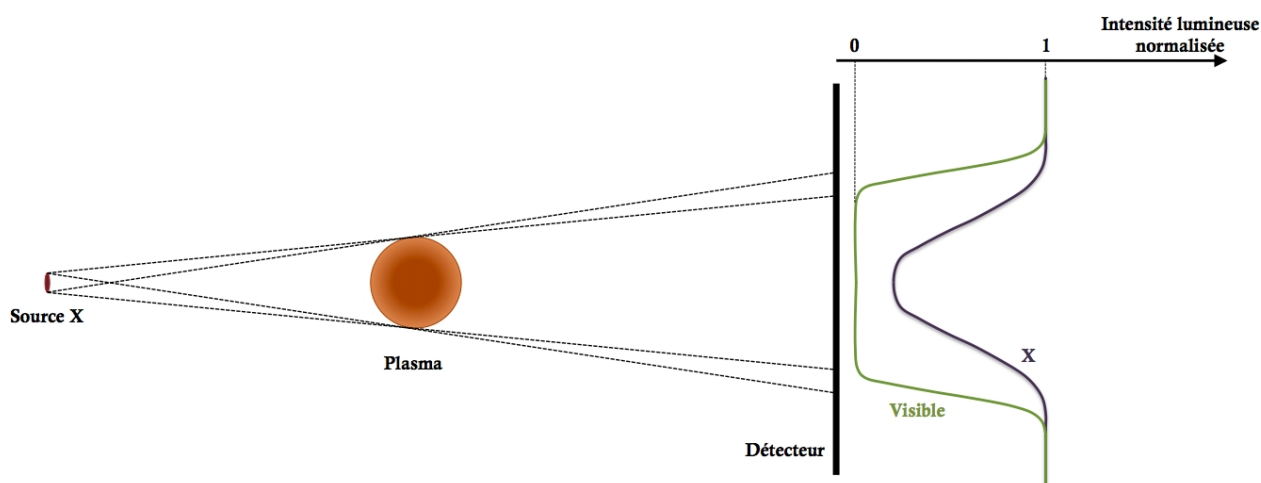


FIGURE 2.14 Représentation schématique de la radiographie X de type “point projeté” (ou *point projection* en anglais) ainsi qu’un profil d’intensité lumineuse normalisée type. Est également représenté pour comparaison le profil associé à l’ombroscopie visible.

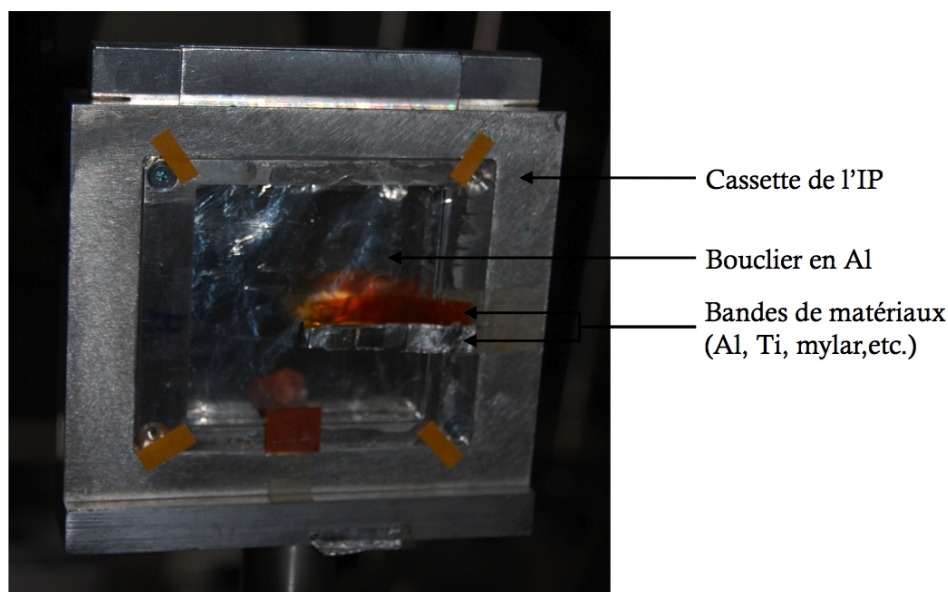


FIGURE 2.15 Image Plate utilisée au cours de la première expérience sur les variables cataclysmiques de mai 2009.

de baryum dopé avec une faible concentration d’euprium bivalents. Les rayonnements ionisants incidents excitent les électrons de la couche sensible. Ces porteurs de charge vont pour la plupart être piégés dans des sites métastables référencés sous le nom de “centres PSL”. La concentration locale de PSL est directement proportionnelle à l’énergie déposée qui constitue en conséquence l’image latente. Cette image peut ensuite être retranscrite en stimulant optiquement l’IP au moyen d’un appareil numériseur (scanner) équipé d’un laser He-Ne de

longueur d'onde plus longue (633 nm en l'occurrence) qui va balayer la surface de l'écran. La plupart des électrons ainsi photostimulés sont libérés de leurs pièges et se recombinent en émettant un signal de luminescence (généralement dans le bleu, vers 390 nm). La lumière est ensuite guidée vers un tube photomultiplicateur pour être transformée en électrons. Le signal est enfin amplifié et numérisé. Après lecture, l'énergie résiduelle contenue dans les centres PSL qui n'ont pas été relaxés par le laser (soit 10 à 50 % des centres PSL) est totalement libérée par photostimulation en exposant l'écran à une lumière intense blanche. L'IP peut ensuite être réutilisée de nombreuses fois.

Nous ne référons pas ici toute la méthode expérimentale pour traiter les images plate. Le lecteur est dirigé vers la thèse de A. Ravasio [62] qui a longuement caractérisé et utilisé cet outil comme détecteur. Nous rappellerons juste un point important concernant les données stockées dans chaque pixel de l'image plate. Ces données sont logarithmiques et respectivement exprimées en QL (Quantum Level). Pour les transformer en données quantitatives représentatives de la dose de radiation accumulée dans l'image plate, on utilise la transformation $\log \leftrightarrow \text{lin}$

$$PSL = \left(\frac{Res}{100} \right)^2 \frac{4000}{S} 10^{L \left(\frac{QL}{G} - \frac{1}{2} \right)} \quad (2.48)$$

où Res est la taille d'un pixel en μm , G la profondeur d'un pixel, S la sensibilité et la latitude L . Tous ces paramètres sont intrinsèques au scanner utilisé. Dans notre cas, $Res = 50 \mu\text{m}$, $S = 4000$, $L = 5$ et $G = 65535$. Grâce à cette formule, il est possible de quantifier l'intensité lumineuse reçue.

D'autres techniques plus précises mais plus difficiles à mettre en place utilisent des cristaux toroïdaux ou sphériques [20], [63] afin d'obtenir des images 2D de qualité. Le principal avantage de cette technique expérimentale consiste en une meilleure monochromaticité de l'image puisque le cristal sélectionne les longueurs d'onde ce qui réduit considérablement les erreurs potentielles sur la mesure de la densité et nous épargne une éventuelle moyenne de l'intensité sur tout le spectre. Néanmoins, au vu du nombre de diagnostics mis en place et de l'encombrement dans l'enceinte d'interaction, l'implantation et l'alignement d'un tel diagnostic rajoute des difficultés dont on peut ici se permettre de s'affranchir. Nous utiliserons donc ici uniquement la technique *point projection* comme point de départ d'une possible utilisation d'un diagnostic X, quitte à privilégier ce type de diagnostic lors de futures expériences.

2.2.3.2 Mesure de la densité

Nous considérerons ici une diffusion/réfraction des rayons lumineux négligeables. L'intensité transmise à travers un matériau de densité $\rho(r)$ et d'épaisseur x peut donc s'exprimer simplement par la loi de Beer-Lambert.

$$I = I_o \exp(-\mu \overline{\rho(r)} x) \quad (2.49)$$

avec I_o l'intensité initiale, μ le coefficient d'absorption du plasma (en cm^2/g) et $\rho(r)x$ la densité surfacique rencontrée par les photons dans la direction x de la radiographie. Tout comme avec l'interférométrie, si le système admet une symétrie sphérique ou cylindrique, il

est possible d'appliquer la transformation d'Abel inverse afin de remonter à la densité. A partir de l'équation 2.49 et sachant que $x = \sqrt{r^2 - y^2}$, nous pouvons exprimer la densité surfacique sous la forme

$$\overline{\rho(r)} x = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(r) dx = 2 \int_{|y|}^{+\infty} \frac{\rho(r) r}{\sqrt{r^2 - y^2}} = -\frac{1}{\mu} \ln \left(\frac{I}{I_o} \right) = F(y) \quad (2.50)$$

Nous pouvons enfin en déduire la densité $\rho(r)$ par inversion d'Abel en fonction de $F(y)$

$$\rho(r) = -\frac{1}{\pi} \int_{|y|}^{+\infty} \frac{dF(y)}{y} \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \quad (2.51)$$

Il est donc possible de remonter au profil de densité du milieu en fonction de l'intensité mesurée. Cependant, il faut garder à l'esprit que l'utilisation de la loi de Beer-Lambert pour exprimer l'intensité transmise suppose un rayonnement monochromatique. Dans le cas d'un rayonnement "quasi-monochromatique", c'est-à-dire si le spectre d'émission est très étroit autour de la longueur d'onde sélectionnée, nous pouvons définir un coefficient massique moyen et l'équation 2.51 reste une bonne approximation, pourvu que l'on connaisse le coefficient μ correspondant. Si, dans le cas le plus défavorable, l'émission K_α souhaitée s'accompagne d'une émission large bande alors une connaissance précise du spectre de la source et surtout du comportement du matériau pour ces longueurs d'onde est indispensable.

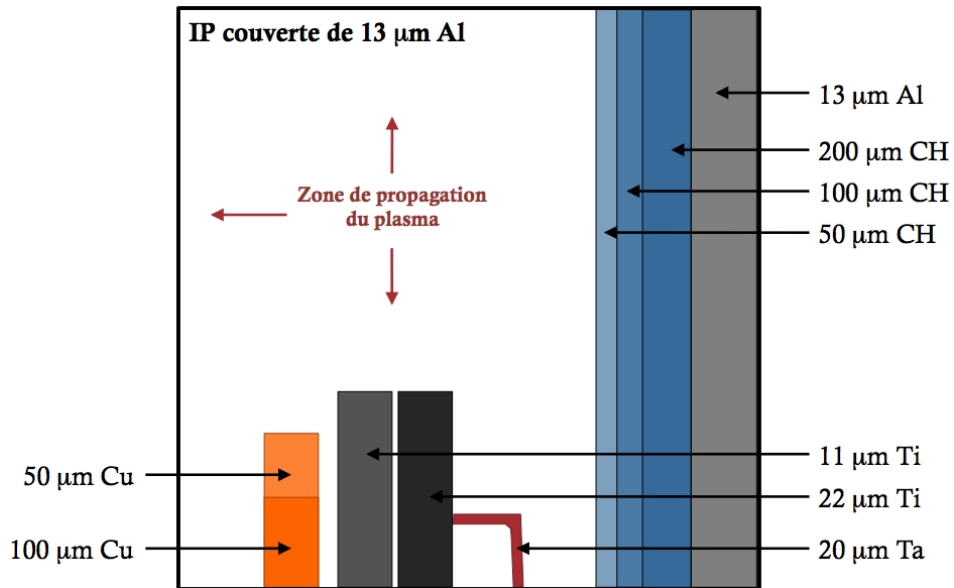


FIGURE 2.16 Représentation schématique de l'image plate mise en place au cours de l'expérience de fin 2010. Sont mises en évidence les différentes bandes de matériaux implantées devant le détecteur pour vérifier la monochromaticité de la source X ainsi que le bouclier en Aluminium servant à protéger l'IP contre les rayonnements parasites.

Pour vérifier la quasi-monochromaticité de la source, la meilleure solution serait de placer un cristal plan en amont de la cible afin de mesurer le spectre de la source. A cause d'un

encombrement trop important de l'enceinte, nous avons choisi de placer uniquement devant l'image plate plusieurs bandes de matériaux (cuivre, titane, mylar, etc.) de différentes épaisseurs à l'écart de la zone de propagation du plasma (figure 2.16). En étudiant la transmission des rayons X à travers chacun de ces matériaux, il est possible de remonter indirectement au spectre de la source X. La feuille d'aluminium qui entoure l'image plate est quant à elle utilisée pour arrêter toute éventuelle réflexion du laser nanoseconde, réflexion du faisceau sonde visible, émission du plasma ainsi que les possibles émissions X de faible énergie.

Enfin, une autre hypothèse envisagée reste celle d'un coefficient d'absorption μ du plasma constant avec la température. Cette supposition est valable pour des énergies de photons X incidentes $h\nu$ assez éloignées des flancs d'absorption ainsi que pour des températures assez faibles ($h\nu/kT \gg 1$). Compte-tenu des températures atteintes estimées grâce aux simulations hydrodynamiques (plusieurs dizaines d'eV), un calcul du coefficient d'absorption à ces températures avec un code atomique ne serait pas à exclure pour accepter (ou non) l'utilisation d'un coefficient d'absorption froid.

2.3 Installations laser de puissance

Nous avons eu le privilège au cours de cette thèse de pouvoir utiliser deux principales installations. Les premières expériences réalisées au LULI2000 nous ont permis de tester cibles et diagnostics ainsi que d'observer l'obtention ou non des plasmas escomptés. L'utilisation d'une installation plus intense comme GEKKO XII nous a ensuite permis d'atteindre des vitesses de plasma plus élevés ainsi que des régimes de densités, de températures et de pression plus importants. Les processus radiatifs qui caractérisent ces plasmas plus chauds ont en particulier été étudiés sur cette installation.

2.3.1 L'installation LULI2000

L'installation LULI2000 (figure 2.17), dans la configuration expérimentale adoptée lors de nos expériences, permet de coupler

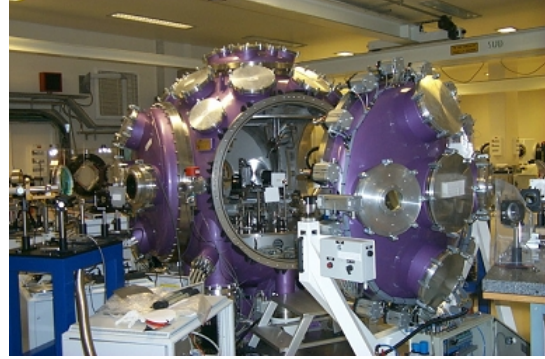
Une impulsion longue (NANO2000) : de durée τ égale à 1.5 ns et d'énergie $\sim 900 - 1000$ J à ω . Après conversion à 2ω , l'énergie chute aux alentours de 300 J (conversion pouvant atteindre les 35 % au maximum) \Rightarrow Crée le plasma (jet/choc d'accrétion/choc radiatif).

Une impulsion courte (PICO2000) : $\tau \sim 2$ à 4 ps et d'énergie ~ 100 J à ω . La conversion à 2ω conduit à des énergies autour de 30 J (Conversion ~ 30 %) \Rightarrow Crée la source X pour le diagnostic de radiographie X.

Les tâches focales sont adaptées selon les besoins grâce à l'utilisation de lames de phase (section 2.3.3.2) qui leur confère une distribution spatiale relativement homogène de l'éclairement. L'impulsion est temporellement carrée mais il est depuis quelques temps possible de modifier ce profil temporel et de lui donner, par exemple, une forme de rampe, particulièrement utile dans les expériences de compression isentropique qui nécessitent un dépôt croissant et constant de l'énergie pour éviter la création de chocs.



(a) Hall laser



(b) Enceinte d'interaction MILKA

FIGURE 2.17 Hall laser et enceinte d'interaction du LULI2000 (Ecole Polytechnique/France).

Selon les thèmes astrophysiques abordés et les vitesses de plasma que l'on souhaite atteindre, les tâches focales et les durées d'impulsion doivent être ajustées (on utilise ici toujours l'énergie maximale du faisceau). Nous présentons ainsi dans le tableau 2.3 leurs valeurs respectives selon les différentes expériences.

Expériences	Jets	Choc d'accrétion	Choc Radiatifs
Energie NANO2000 à ω [J]	~ 900	~ 900	~ 900
Energie NANO2000 à 2ω [J]	~ 300	~ 300	~ 300
Durée d'impulsion τ [ns]	1.5	1.5	1
Tâche focale HPP [μm]	400	400	200
Intensité sur cible [W/cm^2]	$\sim 1.6 \times 10^{14}$	$\sim 1.6 \times 10^{14}$	$\sim 9.55 \times 10^{14}$
Energie PICO2000 à ω [J]	100	100	100
Energie PICO2000 à 2ω [J]	30	30	30
Durée d'impulsion τ [ps]	2	2	2
Tâche focale [μm]	10	25	10
Intensité sur cible [W/cm^2]	$\sim 1.9 \times 10^{19}$	$\sim 2.55 \times 10^{18}$	$\sim 1.9 \times 10^{19}$

TABLE 2.3 Paramètres laser associées aux différentes expériences réalisées sur l'installation LULI2000

D'une manière générale, nous avons utilisé cette installation de moyenne énergie pour tester les cibles, les diagnostics, vérifier la validité des codes et étudier l'hydrodynamique des plasmas. La facilité d'adaptation des cibles nous a également permis l'installation d'une

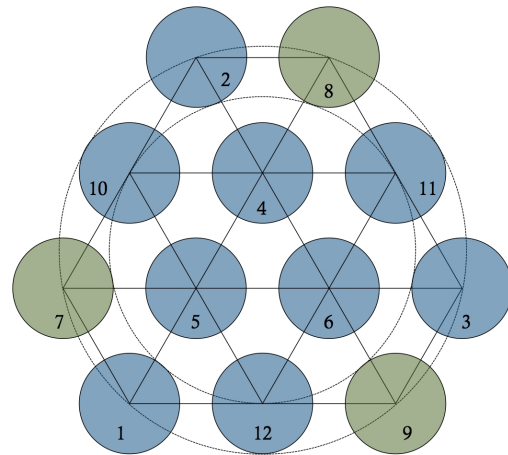
buse de gaz pour les jets de plasma tandis que le faisceau PICO2000 a permis la création d'une source X et donc l'implantation d'un diagnostic de radiographie X.

2.3.2 L'installation GEKKO XII

Contrairement à l'installation LULI2000, l'installation GEKKO XII (figure 2.18) ne propose pas de laser ultra-intense pour un éventuel diagnostic X mais fournit 12 faisceaux laser dont 3 convertis à 2ω et 9 à 3ω . Seuls les faisceaux à 3ω furent actuellement utilisés durant nos expériences et nous ont permis, en modifiant le nombre de faisceaux d'ajuster à loisir l'énergie déposée sur cible à raison d'environ 120 J par faisceau. L'impulsion délivrée n'a quant à elle pas pu dans cette configuration être lissée par des lames de phase et possède donc une forme spatiale et temporelle gaussienne.



(a) Hall laser



(b) Disposition des 12 faisceaux

FIGURE 2.18 Hall laser et disposition des faisceaux de l'installation GEKKO XII (Institute of Laser Engineering/Osaka, Japon). Les cercles verts représentent les faisceaux à 2ω , les autres étant à 3ω .

Selon les expériences, le nombre de faisceaux (et donc l'énergie) focalisés sur cible ainsi que la taille de la tâche ont été ajustées selon l'intensité théorique désirée sur cible. Nous présentons dans le tableau 2.4 les paramètres laser souhaités durant nos expériences.

Au vu du nombre important de faisceaux utilisés, la superposition et le timing des faisceaux entre eux sont primordiaux et ont d'ailleurs causés beaucoup de soucis. En particulier une mauvaise superposition des faisceaux sur cible augmente la taille de la tâche focale et diminue drastiquement l'intensité sur cible (on rappelle que $I \propto \phi^{-2}$ avec ϕ le diamètre de la tâche focale).

2.3.3 Conversion et homogénéisation

Même si une installation de puissance fournit une quantité importante d'énergie en fin de chaîne, il faut qu'elle le dépose correctement et de manière uniforme dans la cible. Une

Expériences	Jets	Choc Radiatifs	
Nombre de faisceaux	4	4	4
Energie totale à 3ω [J]	~ 520	~ 520	~ 1200
Durée d'impulsion τ [ns]	0.5	0.5	0.5
Tâche focale [μm]	600	300	300
Intensité sur cible [W/cm^2]	$\sim 3.7 \times 10^{14}$	$\sim 1.5 \times 10^{15}$	$\sim 3.4 \times 10^{15}$

TABLE 2.4 Paramètres laser associées aux différentes expériences réalisées sur l'installation GEKKO XII. L'intensité est ici théorique et est en général plus faible, principalement à cause d'une tâche focale plus grande.

bonne conversion en fréquence du laser ainsi qu'une homogénéisation spatiale de la tâche focale du laser doivent normalement remplir ce rôle. Nous présentons ici brièvement l'intérêt de l'utilisation d'un cristal doubleur de fréquence et de lames de phase dans l'amélioration de la qualité des expériences.

2.3.3.1 Cristal doubleur

La plupart des lasers de puissance émettent initialement dans l'infrarouge à $1.053 \mu\text{m}$ ($\equiv \omega$). Or depuis une trentaine d'années, ont été mis en évidence de nombreux avantages, justifiant le recours aux plus courtes longueurs d'onde lors de nos expériences.

- Une absorption quasi-totale de l'énergie laser à des densités élevées.
- Une absence significative d'électrons supra-thermiques impliquant une diminution du préchauffage.
- Une meilleure efficacité hydrodynamique.

Pour réaliser un doublage (ou même un triplage dans le cas de GEKKO XII) de fréquences, on utilise un cristal KDP, connu pour ses propriétés optiques non-linéaires. Le rendement de la conversion dépend essentiellement de l'intensité laser incidente, de l'épaisseur traversée par l'onde électromagnétique et de l'orientation du cristal qui fixe le déphasage entre l'onde incidente et l'onde transmise. Idéalement, l'efficacité de la conversion avant et après passage à travers le cristal, serait de 50 % (à 2ω) mais cette valeur se situerait dans notre cas plutôt autour des 30 - 35 %.

2.3.3.2 Lames de phase

Une tâche focale de qualité est essentielle dans la physique des plasmas créés par laser. Cela est particulièrement vrai pour les chocs puisque la distribution spatiale de l'intensité laser détermine la morphologie du choc [64]. Pour créer des chocs plans, il est donc nécessaire de concentrer toute l'énergie laser dans une tâche focale uniforme et plane. Or lors de la foca-

lisation du faisceau et sans aucune correction, la majorité de l'énergie se concentre au centre en un profil gaussien. Il est également fréquent d'observer de nombreux points d'intensité appelés "points chauds" dus à une interférence du faisceau avec lui-même. Ces surintensités entraînent par la suite des effets non linéaires indésirables ainsi que le développement d'instabilités hydrodynamiques. Pour pallier au mieux à ces problèmes, on utilise des *lames de phase* qui vont briser la cohérence du faisceau. Elles sont constituées de milliers de petits motifs qui déphasent le faisceau de 0 à π de manière aléatoire. Chaque motif agit comme une pupille de diffraction qui divise le faisceau en une multitude de petits faisceaux. Tous ces faisceaux sont ensuite superposés par la suite grâce à la lentille de focalisation du laser. Chaque lame de phase est caractéristique de la forme et du diamètre de la tâche focale mais on peut regrouper les lames de phase les plus courantes selon trois grandes familles :

Les *Random Phase Plate* (RPP) développées en 1984 par Kato et *al.* [65]. Les motifs de la lame sont de petits carrés et le profil d'intensité présente une enveloppe en sinus cardinal.

Les *Phase Zone Plate* (PZP) développées en 1994 par Stevenson et *al.* [66], [67]. Les motifs sont des lentilles de Fresnel et permettent d'obtenir un profil supergaussien.

Les *Hybrid Phase Plate* (HPP) développées par D. A. Pepler améliorent les PZP en éliminant le point chaud central toujours présent sur ces dernières. Elles permettent d'éviter une défocalisation trop importante de la lentille et limitent donc les aberrations qui en découlent.

Parmi toutes ces techniques de lissage optique, nous avons opté au LULI2000 pour l'utilisation de lames de phase HPP car ce sont elles qui présentent le profil spatial le plus uniforme et le plus plat de la tâche focal (\rightarrow Diamètre = Largeur à mi-hauteur de la supergaussienne). Le point chaud est en particulier à proscrire car il est généralement l'endroit le plus intense et entraîne la formation d'un choc spatialement inhomogène.

2.4 Conclusion

Nous avons présenté de manière très générale les outils nécessaires à une bonne caractérisation des plasmas de laboratoire. Les diagnostics passifs mesurant l'émission propre du plasma nous donnent des renseignements sur une température équivalente de corps noir T du plasma. Ceux employant un faisceau sonde nous informent, par le biais d'une étude sur les processus d'absorption et de réfraction du faisceau par le plasma, sur la densité électronique n_e du plasma. La radiographie X, rendue possible grâce à l'usage supplémentaire d'un laser ultra-intense, complète la mesure de n_e en explorant les régions denses du plasma. Enfin, une étude qualitative de la morphologie du plasma est réalisée par un diagnostic d'ombroscopie. Un emploi simultané de tous ces diagnostics rend donc très riches d'informations les expériences de laboratoire. Il est néanmoins possible dans le futur de compléter cet ensemble d'outils avec, si le plasma choqué est assez réfléchissant, l'implantation de VISARs pour une mesure de vitesse de choc ou bien d'un diagnostic de spectroscopie pour étudier les propriétés atomiques du plasma.

Chapitre 3

Les Jets Astrophysiques

Nous allons nous intéresser dans ce chapitre aux *jets astrophysiques* et plus particulièrement à ceux produits lors de la formation d'étoiles de faible masse (masse typiquement inférieure à $2 M_{\odot}$ ¹). Nous décrirons d'abord les objets qui leur donnent naissance, les protoétoiles ou étoiles jeunes, avant de nous attarder sur leurs caractéristiques intrinsèques pour ensuite regarder dans quels cas ils se distinguent des jets issus d'objets plus compacts comme les trous noirs ou les noyaux actifs de galaxies. Nous étudierons ensuite un peu plus en détails les processus régissant les différentes étapes de leur formation, *i.e.* de leur éjection par l'étoile mère jusqu'à leur propagation quelques parsecs plus loin dans le milieu interstellaire. Nous aborderons les problématiques associées à ces processus et nous préciserons dans quelle mesure les expériences d'astrophysique de laboratoire peuvent apporter quelques informations complémentaires pertinentes. Nous présenterons enfin les résultats de deux expériences réalisées durant cette thèse dans lesquelles nous avons voulu étudier les processus de collimation des jets de plasma sur de grandes distances.

3.1 Formation des étoiles - Naissance des jets d'étoiles jeunes

Selon le scénario actuellement admis et confirmé par l'observation (figure 3.1), les étoiles se forment au sein de nuages moléculaires interstellaires (figure 3.2), immenses réservoirs d'hydrogène et d'hélium, où la température régnante est de l'ordre de $T \sim 10$ K et la vitesse du son $c_s \sim 0.3$ km/s. Ces nuages sont en général dans une situation d'équilibre hydrostatique instable ; l'énergie cinétique (associée à la pression thermique du gaz) qui spontanément conduirait à sa dispersion est en équilibre, selon le théorème du Viriel², avec l'énergie potentielle de gravitation qui tend au contraire à agglomérer les particules. Cet équilibre précaire est rompu au passage d'une perturbation (rencontre avec un autre nuage interstellaire ou onde de choc créée par l'explosion d'une supernova) entraînant la densification d'une ou

1. Nous rappelons que la masse solaire M_{\odot} est environ égale à 1.9891×10^{30} kg.

2. On rappelle que le théorème du Viriel est une simple conséquence du principe fondamental de la dynamique. Il démontre que, dans un système en équilibre dynamique, l'énergie cinétique E_c et l'énergie potentielle E_p sont liées par la relation $2E_c + E_p = 0$

plusieurs régions du nuage. Dans ce qui deviendra ensuite le cœur dense de la future étoile, la gravitation domine la pression thermique. La portion de nuage concernée commence alors à s'effondrer sur elle-même sous l'effet de son propre poids. La fragmentation du nuage et le début de l'effondrement gravitationnel marquent le commencement de la *phase protostellaire* qui dure environ 10^5 ans.

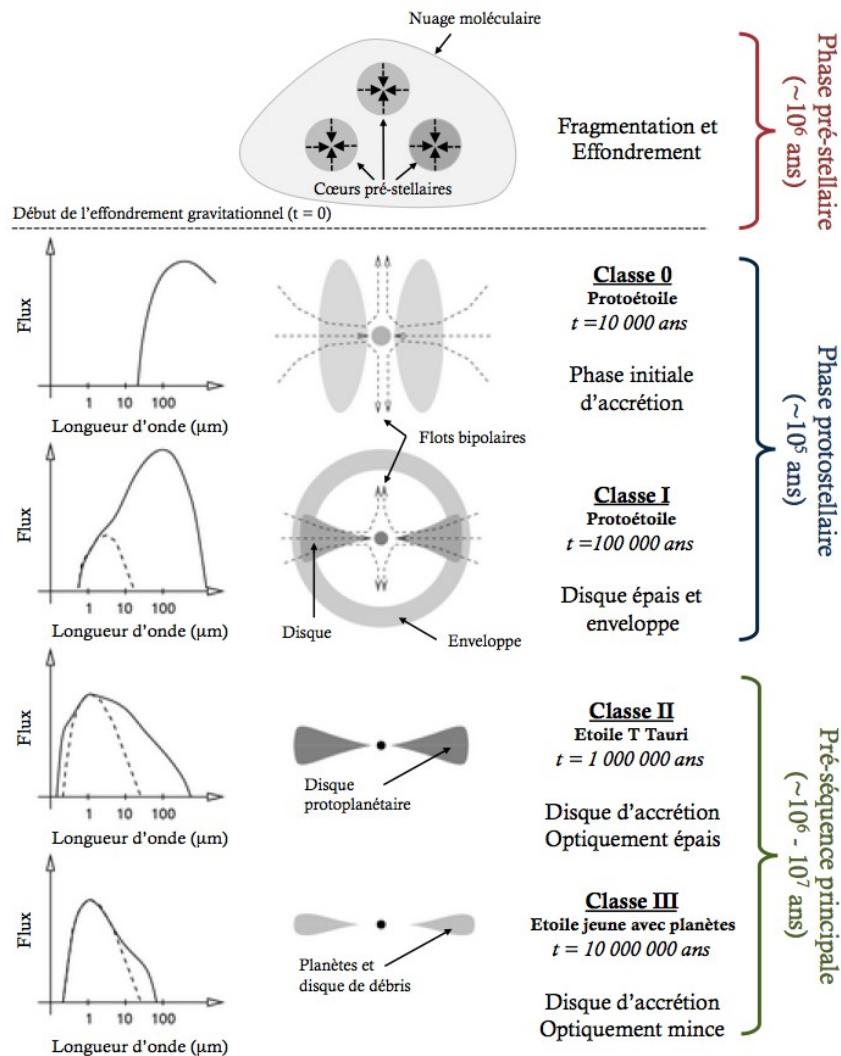


FIGURE 3.1 Scénario de formation des étoiles de faible masse adapté de [68], [69]. La phase pré-stellaire ainsi que les quatre classes observationnelles (0 \rightarrow III) y sont représentées accompagnées de l'évolution du spectre et de la géométrie du système au cours de la formation stellaire.

Les régions denses ou cœurs pré-stellaires continuent d'accréter de la matière en leur centre tout en tournant sur eux-mêmes. Ce processus de densification est isotherme, le milieu peu dense et optiquement mince permettant aux particules/poussières de rayonner l'excès d'énergie accumulée lors de l'accrétion et de la contraction gravitationnelle (*protoétoile*

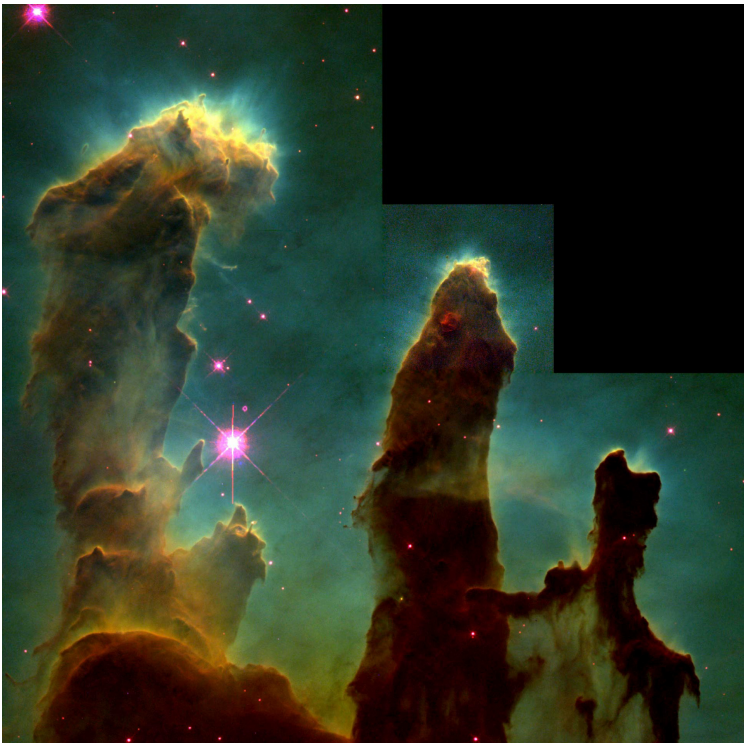


FIGURE 3.2 Célèbre image d'une région de la Nébuleuse de l'Aigle prise par le télescope spatial *Hubble*. Appelés aussi *Pilliers de la Création*, ils sont le lieu de naissance de nombreuses jeunes étoiles. Chaque couleur est caractéristique des différents éléments qui composent le nuage : vert pour H (hydrogène neutre), rouge pour S^I (souffre une fois ionisé) et bleu pour O^{II} (oxygène doublement ionisé)
Crédit : NASA, Jeff Hester et Paul Scowen (Université d'Arizona)

isotherme - étoile de "classe 0").

Durant l'effondrement, la densité du cœur ne cesse d'augmenter. Rendue opaque à son propre rayonnement infrarouge par la forte concentration de poussières, la matière entourant le cœur devient optiquement épaisse entraînant une augmentation de la température et donc un ralentissement important de l'effondrement gravitationnel du cœur. La matière toujours accrétée continue de tomber vers cette zone opaque en créant des ondes de choc qui vont encore plus chauffer le cœur [70].

Lorsque la température du noyau atteint environ quelques 10^3 K, l'énergie thermique dissocie les molécules H_2 puis ionise les atomes d'hydrogène et d'hélium [70]. Ces processus absorbent l'énergie de contraction qui n'avait pu être perdue par rayonnement et permet à l'étoile de continuer à se contracter sur des échelles de temps comparables à celles d'une chute libre. La contraction du noyau continue jusqu'à ce que le gaz soit suffisamment chaud pour que la pression interne prévienne tout effondrement gravitationnel.

En parallèle, le principe de conservation du moment angulaire entraîne une augmentation de la vitesse de rotation vers l'intérieur de l'étoile alors que son rayon continue de diminuer. Sous l'effet de la force centrifuge, le cœur en rotation s'entoure d'une épaisse couche de nuages qui va s'étaler pour former un disque épais dans le plan équatorial. Il résulte de ces processus un noyau stellaire dense et chaud entouré d'un disque de gaz optiquement épais qui servira d'embryon stellaire [71]. A ce stade, la matière composant le disque circumstellaire continue de tomber sur la protoétoile. Dans un effort visant à poursuivre sa contraction et sa formation, l'étoile doit perdre encore plus d'énergie ; elle expulse donc une grande partie de son moment angulaire (freinant ainsi sa rotation) à travers l'éjection de flots bipolaires (*protoétoile* - étoile de "classe I"). Ces flux de matière emportent masse, impulsion, moment

angulaire et énergie loin de l'étoile génitrice et sont visibles bien au-delà du nuage stellaire.

Lorsque les gaz et poussières environnants sont dispersés et le processus d'accrétion arrêté, l'étoile entre dans le stade de *pré-séquence principale*. La source principale d'énergie est la contraction gravitationnelle contrairement à la combustion de l'hydrogène se produisant au sein des étoiles de la *séquence principale*. L'étoile se contracte de manière quasi-statique jusqu'à ce que les conditions de températures et de pression nécessaires aux réactions thermonucléaires soient atteintes. A ce moment-là, l'hydrogène commence à fusionner dans le cœur de l'étoile et le reste de l'enveloppe disparaît. Le disque protoplanétaire qui entourait les étoiles T-Tauri ("classe II") peut éventuellement donner par la suite naissance à des systèmes planétaires ("classe III").

3.2 Jets astrophysiques et objets Herbig-Haro

En astrophysique, les *jets* peuvent être définis comme des flots de matière hautement collimatés issus d'objets compacts. Très présents dans l'Univers, leurs caractéristiques dépendent étroitement de l'objet astrophysique dont ils sont issus. Il existe de nombreuses sortes de jets astrophysiques mais nous distinguerons ici uniquement deux grandes catégories :

Les jets d'étoiles jeunes (*young stellar objects* ou *YSO* en anglais) sont des jets *polaires*. Survenant lors de la phase d'accrétion (classe 0 et I de la figure 3.1) dans la formation d'une étoile de faible masse ($M \sim 1 - 2 M_{\odot}$), ils sont caractérisés par des longueurs variant entre $0.01 \rightarrow \text{qqqs pc}^3$ et des vitesses de l'ordre de 400 - 500 km/s.

Les jets extragalactiques sont des jets *relativistes* et sont souvent détectés près des noyaux de galaxies et des quasars. Ils se distinguent des jets polaires par leurs importantes longueurs ($0.01 \rightarrow 1 \text{ Mpc}$) et vitesses proches de la vitesse de la lumière c . Il est généralement admis que l'objet compact qui leur donne naissance est un trou noir supermassif de masse $M = 10^8 \rightarrow 10^9 M_{\odot}$.

Bien qu'il existe une grande disparité entre les longueurs et vitesses caractéristiques de chaque catégorie de jet, les processus physiques à leur origine semblent être pour la plupart fondamentalement identiques et leur comportement en apparence similaire. De longs flots de matière hautement collimatés sont issus des pôles d'un objet compact et se propagent perpendiculairement au disque d'accrétion dont il est entouré.

De nombreuses zones d'ombre persistent néanmoins concernant les mécanismes d'éjection et de propagation. Il est admis que la présence d'un fort champ magnétique et d'une pression de rayonnement conséquente de l'étoile génitrice joue un rôle important dans la formation du jet. Aucune certitude n'est cependant acquise quant à l'origine du haut degré de collimation des jets ; les observations astronomiques n'ayant accès qu'aux moments de la vie du jet où celui-ci est déjà fortement collimaté. Ce manque d'informations fiables sur la source et sur ses paramètres caractéristiques rend difficile les interprétations astrophysiques et complique encore plus l'établissement de modèles théoriques et numériques. Du fait des grandes lacunes

3. On rappelle que $1 \text{ pc} \approx 3.0857 \times 10^{16} \text{ m}$.

concernant la naissance des jets, les études théoriques se sont focalisées sur la question de leur propagation.

Les jets YSO en particulier (fig. 3.3) fournissent beaucoup plus d'informations que les jets extragalactiques, permettant ainsi de vérifier les modèles numériques. L'étude spectroscopique de l'émission propre d'un tel jet renseigne en effet sur sa vitesse moyenne, sa vitesse de dispersion, sa densité électronique, sa température, etc. Les jets extragalactiques en revanche ne fournissent aucun spectre de raie mais plutôt une émission continue empêchant toute utilisation des effets d'élargissement et de décalage Doppler des raies pour déterminer leurs densités et vitesses caractéristiques. Nous reporterons donc notre attention sur les jets d'étoiles jeunes sur lesquels nous avons le plus de renseignements observationnels.

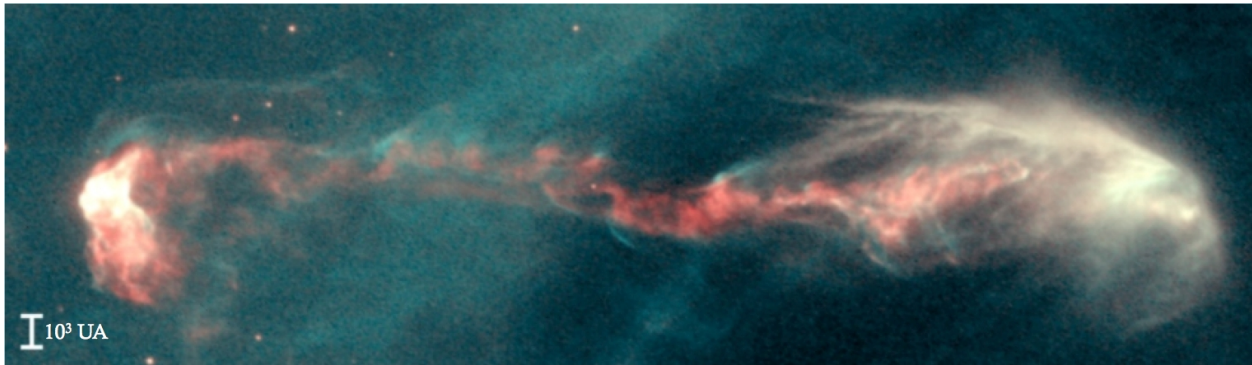


FIGURE 3.3 Objet Herbig-Haro HH47 (\rightarrow jet d'étoile jeune) observé avec le télescope spatial *Hubble*.

3.2.1 Ejections de matière des étoiles jeunes - Objets Herbig-Haro

L'éjection de matière est un phénomène omniprésent lors de la formation des étoiles. Dès les premières études dans le domaine des longueurs d'onde optiques, les étoiles jeunes étaient déjà reconnues comme des étoiles montrant des pertes de masse importantes [72].

Sont distinguées deux types d'éjection : les *vents*, peu collimatés, neutres à basse vitesse (de 5 à 50 km/s) souvent invoqués pour rendre compte des flots moléculaires ; les *jets* très collimatés à haute vitesse (de 100 à 300 km/s) et ionisés, observés directement par leur émission optique et radio. Il est généralement admis que l'étude des éjections de matière des protoétoiles est un moyen de sonder la physique protostellaire qui lie rotation, champ magnétique, accréation et éjection. La figure 3.4 nous donne une représentation générale des principales éjections de matière des étoiles jeunes ainsi que leurs grandeurs caractéristiques. Il est intéressant de retenir la propagation, perpendiculairement au disque circumstellaire, de jets bipolaires moléculaires (neutres, peu collimatés et de faible vitesse ~ 40 -50 km/s) et supersoniques (ionisés, très collimatés et de grande vitesse ~ 300 km/s).

La plupart des jets d'étoiles jeunes présentent une structure composée de plusieurs nœuds très émissifs appelés *objets Herbig-Haro*. Selon Reipurth et Bally [73], ce sont de petites nébulosités (20-30") se formant lorsque le jet de matière supersonique émis par l'étoile jeune

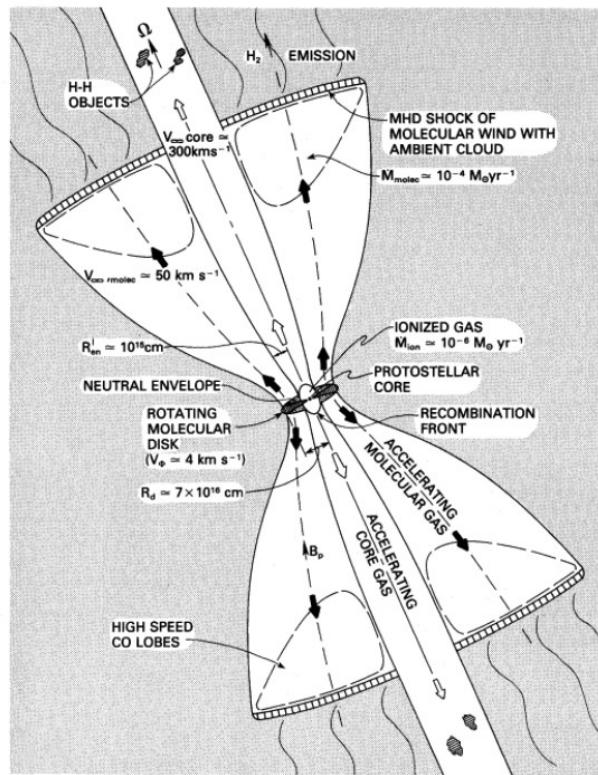


FIGURE 3.4 Représentation schématique d'une protoétoile de classe I dans sa phase d'éjection de matière.

Crédit : Présentation *Herbig-Haro Objects* de Gilles Otten

rencontre les nuages de gaz et de poussières interstellaires environnants provoquant ainsi des chocs qui vont chauffer localement le jet et donc induire une émission spectrale caractéristique.

Ces objets se terminent souvent par un *choc d'étrave* considéré comme étant la surface d'interaction (interface) entre le jet et le milieu ambiant. Nous pouvons citer quelques exemples de jets HH très connus : HH111 ($L_{\text{HH111}} \sim 7.7$ pc), HH34 ($L_{\text{HH34}} \sim 3$ pc) et HH355 ($L_{\text{HH355}} \sim 1.55$ pc) parmi tant d'autres.

Toutes ces structures radiatives produisent des spectres d'émission se situant principalement dans les gammes optiques et infrarouges. Les raies d'émission perçues fournissent des renseignements sur la température et la densité locales ainsi que sur la vitesse moyenne du jet. Les spectres d'émission observés sont généralement caractéristiques de chocs de faible excitation (v_{choc} de l'ordre de 100 km/s), à relativement basse densité ($n_{\text{H}} \sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$), les raies d'émission les plus intenses étant les raies de Balmer H_{α} et H_{β} , les transitions d'atomes neutres ([OI], [CI], [NI]) et d'ions ([CaII], [FeII], [SII], [OIII]).

Un ensemble de paramètres typiques de ces jets d'étoiles jeunes est regroupé dans le tableau 3.1. La température électronique T_e , de l'ordre de 1 à 10^4 K a été obtenue en faisant le rapport d'intensité des raies d'émission [SII] et [OII] sur H_{α} induisant ainsi une vitesse du

son c_s de l'ordre de ~ 10 km/s et donc un nombre de Mach conséquent : $\mathbf{M}_{jet} \sim 20 - 40$.

Grâce au décalage Doppler des raies d'émission, il est possible d'estimer une vitesse de jet et d'obtenir des renseignements sur sa structure perlée. Les nœuds s'éloignent ainsi de la source (protoétoile) à des vitesses $\sim 100 - 500$ km/s et sont régulièrement séparés d'une distance $\delta x \approx 10^{16}$ cm $\approx 3.3 r_{jet}$. Cette disposition atypique nous laisse entrevoir un possible comportement de l'étoile semblable à celui d'une source pulsée.

En supposant que les raies d'émission soient produites par le jet de gaz choqué, une estimation de la densité électronique a pu être réalisée additionnellement à la température électronique et varie de $n_e^{jet} \approx 10$ cm $^{-3}$ pour les objets les moins émissifs à des valeurs $> 10^5$ cm $^{-3}$ pour les objets les plus brillants [73].

Grandeurs caractéristiques	Symbole	Valeur typique
Age	t_{jet}	10^4 ans
Longueur	L_{jet}	$3 \times 10^{16-18}$ cm
Rayon	r_{jet}	3×10^{15} cm
Vitesse	v_{jet}	100 - 500 km/s
Température électronique	T_e	$1 - 2 \times 10^4$ eV
Nombre de Mach	\mathbf{M}	20 - 40
Rapport de densités ($\rho_{jet}/\rho_{milieu\ ambiant}$)	η	1 - 20

TABLE 3.1 Grandeurs typiques observées des jets d'étoiles jeunes, extraites de [73], [74] et [75].

Le fait que les jets HH soient facilement observables et donc caractérisables est un avantage certain. Il est alors aisé de comprendre pourquoi de nombreux ouvrages ([73], [74] et [75] par exemple) qualifient ces objets de *laboratoires astrophysiques pour l'étude des structures de chocs, de l'hydrodynamique de flots collimatés et de leur interaction avec un milieu ambiant*. On retiendra tout particulièrement les deux derniers paramètres, le nombre de Mach \mathbf{M} et le rapport des densités η qui seront indispensables pour établir une éventuelle correspondance entre les jets de laboratoire et les jets astrophysiques.

3.2.2 Problématiques associées aux jets d'étoiles jeunes

Nous l'avons rappelé à plusieurs reprises précédemment, l'observation directe des premiers stades (classes 0 et I) de la formation stellaire est particulièrement difficile en raison principalement du disque d'accrétion et de l'enveloppe circumstellaire qui absorbent le rayonnement émis. La seule possibilité d'obtenir des informations sur la source (protoétoile) revient donc à en observer les produits (jets bipolaires) afin de pouvoir déduire de leurs caractéristiques

intrinsèques quelques propriétés de l'étoile. Fort heureusement, l'observation des jets est aisée et de nombreuses données ont pu être collectées dans divers environnements stellaires.

La grande diversité de jets ainsi que la richesse de leur spectre d'émission suppose des relations étroites entre le jet et sa protoétoile mère. La connaissance de sa structure, de sa morphologie et de son évolution spatio-temporelle devrait donc fournir des informations indirectes sur la nature de la proto-étoile, sa composition et la dynamique qu'elle entretient avec son environnement (disque d'accrétion et enveloppe).

Néanmoins malgré la richesse des renseignements fournis par les observations, de nombreuses questions demeurent concernant les processus régissant chaque étape de la vie d'un jet YSO. Nous aborderons dans cette section quelques grandes questions actuellement étudiées et qui concernent les processus d'éjection, de propagation/collimation du jet et d'interaction du jet avec un milieu ambiant.

3.2.2.1 Ejection du jet

Bien que des progrès considérables aient été réalisés visant la compréhension de la structure et de la propagation du jet (voir section 3.2.2.2), aucun consensus n'a véritablement été obtenu sur l'éjection des jets YSO. Les observations astronomiques des différentes classes d'objets donnant naissance à ces jets ont tout de même permis de dégager certaines propriétés que doit vérifier tout modèle universel d'accélération et de collimation des jets :

- Les jets sont pratiquement tous issus du centre de systèmes possédant un disque d'accrétion autour de la source. Les signatures spectroscopiques d'éjection de matière sont fortement corrélées à celles du disque et le taux d'éjection semble proportionnel au taux d'accrétion, ce qui suggère une interdépendance entre accrétion et éjection ([76], [77]).
- La vitesse du jet doit être du même ordre de grandeur que la vitesse d'échappement de l'objet au centre du disque d'accrétion.

Plusieurs mécanismes ont été envisagés pour expliquer l'éjection et l'accélération de jets de plasma dont certains purement hydrodynamiques [78]. Les conditions thermodynamiques de la protoétoile étant suffisamment élevées pour envisager un rôle important du rayonnement, un autre schéma implique une éjection de matière accélérée par la pression radiative générée par l'étoile. Néanmoins, quelle que soit l'opacité prise en compte, la pression radiative/thermique ne peut à elle seule être à l'origine des impulsions élevées communiquées au jet [79].

Un autre modèle d'hydrodynamique radiative consiste cette fois à considérer une accélération due au gradient de pression thermique dans la couronne de la protoétoile. Afin d'obtenir les taux d'éjection de matière observés, la combinaison d'une température de couronne et d'une densité importantes doit exister autour de la protoétoile, engendrant par là un rayonnement X Bremsstrahlung intense. Or les observations contredisent ces résultats [80]. *Les processus radiatifs sont donc certes importants mais ne permettent pas à eux seuls de justifier l'éjection des jets.*

Nous avons jusqu'à présent décrit la plupart des processus en admettant l'existence d'un champ magnétique mais sans le faire intervenir directement dans les processus d'éjection et

de propagation du jet. Or, le champ magnétique est omniprésent tout au long de la formation de l'étoile. On lui prête de nombreux rôles : il permettrait de ralentir l'effondrement gravitationnel des nuages moléculaires et de limiter le taux de formation d'étoiles, transporterait une partie du moment cinétique des cœurs denses en contraction vers l'extérieur (phénomène de *freinage magnétique*) et pourrait également contribuer à l'accrétion dans les disques d'étoiles jeunes via l'instabilité "magnéto-rotationnelle" [81].

Il est en outre de plus en plus accepté que le champ magnétique joue un rôle fondamental dans les processus de créations des jets/flots protostellaires.

Ainsi, le modèle le plus prometteur actuellement pour décrire les mécanismes d'éjection et d'accélération du jet repose sur l'effet *magnétocentrifuge*.

Un large champ magnétique est ancré dans le système protoétoile/disque d'accrétion en rotation et forme un angle θ avec la surface du disque. Puisque l'énergie du champ magnétique est plus faible que l'énergie de rotation du système, le disque l'entraîne en rotation. Le champ s'oppose à cette torsion à travers une force de freinage qui va ralentir le disque et donc lui faire perdre une partie de son moment angulaire.

La matière ionisée, du fait de sa charge électrique, doit suivre les lignes de champ magnétique. Puisque le champ est en rotation, la matière qui le suit est accélérée de manière centrifuge le long des lignes. Lorsque la force centrifuge le long de la ligne dépasse la gravité et si la composante toroïdale du champ magnétique a un angle $\theta < 60^\circ$ [82] alors la matière est accélérée vers l'extérieur en un jet collimaté. Cette accélération centrifuge perdure jusqu'au point d'Alfvén (le point où la vitesse poloïdale du flux atteint la vitesse d'Alfvén $v_A = B_p/(4\pi\rho)^{1/2}$). Au-delà de ce point ($\rho v^2 > B_p^2/8\pi$), la composante toroïdale du champ devient importante et collimate le jet [74].

Cette hypothèse présente plusieurs avantages ; celle d'un rendement important, puisque l'énergie de rotation est presque totalement convertie en énergie cinétique dirigée dans le jet de matière ; et celle de considérer la topologie des champs magnétiques créés par la protoétoile et entraînés par le disque d'accrétion en rotation.

Une deuxième hypothèse pour expliquer l'éjection du jet repose sur un important gradient de pression magnétique induit par un enroulement des lignes de champ en forme de spirale toroïdale. Une expérience maintes fois citée est celle réalisée par Lebedev et al [28]

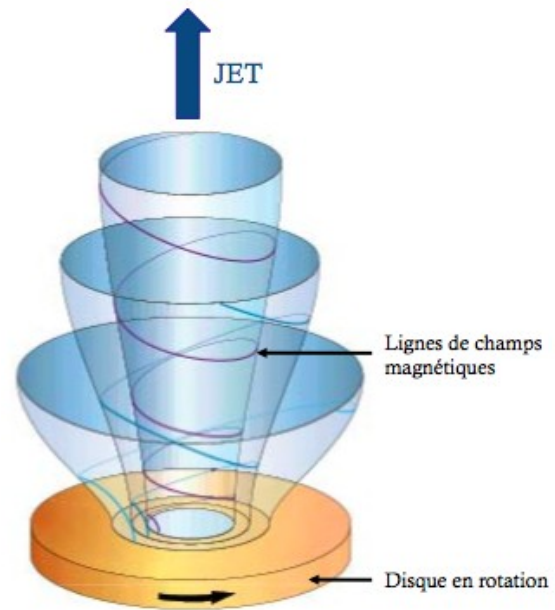


FIGURE 3.5 Schéma simplifié de l'effet magnétocentrifuge.

sur l'installation MAGPIE (Imperial College, Royaume-Uni) et dont les diverses étapes de formation du jet sont présentées sur la figure 3.6.

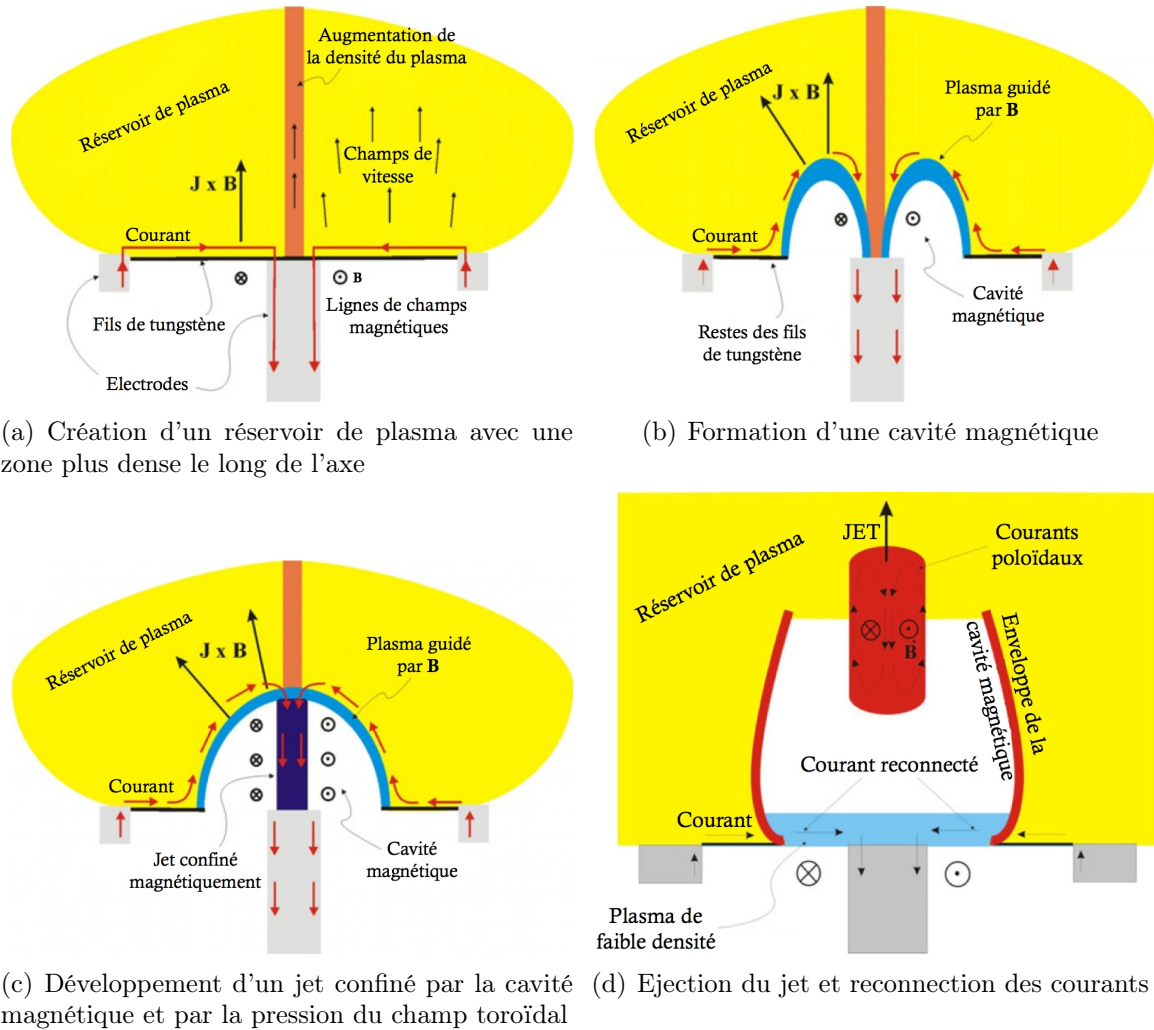


FIGURE 3.6 Schéma de l'expérience mettant en scène la génération du jet par une "tour magnétique" (ou *magnetic tower* en anglais) adapté de [28].

Dans cette expérience, le plasma ablaté est accéléré sur l'axe sous l'action de la force de Lorentz $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ et va remplir la région située au-dessus de l'arrangement radial de fils formant ainsi un réservoir de plasma. Le champ magnétique reste relativement proche des lignes de courant; le réservoir de plasma est donc initialement caractérisé par un nombre $\beta = P_{\text{thermique}}/P_{\text{magnétique}}$ élevé [figure 3.6(a)]. L'ablation totale des fils proches de l'axe entraîne la formation d'une cavité magnétique au sein du réservoir de plasma qui est ensuite poussée vers l'extérieur par la pression du champ magnétique toroïdal [figure 3.6(b)]. Le courant est alors forcé de voyager le long de la surface de la cavité à travers la région centrale où une colonne dense de plasma ressemblant fortement à un jet commence à se développer [figure 3.6(c)]. La pression du champ magnétique toroïdal associée au courant parcourant la colonne de plasma conduit à une expansion radiale et axiale de la tour magnétique et une

accélération axiale du jet. Après un certain temps (\sim plusieurs centaines de ns), les parois de la cavité se rompent au sommet et le jet de plasma continue sa propagation de long de l'axe avec la vitesse acquise durant les premiers stades de développement de la tour magnétique. Les lignes de courant sont enfin reconnectées au pied de la tour magnétique restaurant la configuration magnétique initiale avec les lignes de champ toroïdal et pouvant conduire à la formation d'une seconde tour magnétique [figure 3.6(d)].

Ces expériences ont permis la production d'un jet accéléré par la pression électromagnétique, refroidi par pertes radiatives et caractérisé par un paramètre β de l'ordre de 1. L'estimation des paramètres sans dimension ainsi qu'une comparaison cohérente avec les simulations numériques [83] ont confirmé la pertinence astrophysique de ces jets.

3.2.2.2 Propagation, collimation et interactions jet/milieu ambiant

Les jets astrophysiques étudiés sont tous bien collimatés, caractérisés par de faibles angles d'ouverture (typiquement 20-30") et d'importants rapports d'aspect⁴ pouvant aller, selon les données présentées dans le tableau 3.1, de 10 à 1000. Ces flots de matière très chauds ($T_e^{jet} \geq 10^4$ K) sont supersoniques, avec un nombre de Mach \mathbf{M} interne ~ 20 , et se propagent dans un milieu interstellaire froid ($T^{MI} \sim 10$ K). Sans aucun processus de collimation supplémentaire, la pression thermique au cœur du jet associée à sa température élevée devrait avoir tendance à encourager la dissipation thermique et l'expansion radiale du jet qui devrait donc rapidement se désagréger après son éjection de l'étoile. Or, les observations font état de jets de matière très collimatés et ce sur de très grandes distances. Intuitivement, il semble acceptable que le champ magnétique générateur du jet joue un rôle dans la collimation du jet proche de l'étoile mais l'avis semble partagé quant à son importance à de grandes distances de l'étoile, où son influence est diminuée.

Nous allons dans cette section regarder les différents processus de collimation possibles à travers une étude de l'évolution et de la structure de jets supersoniques radiatifs. Nous regarderons comment l'interaction de ce jet chaud avec le milieu interstellaire froid conduit à la formation d'une "coquille" dense et froide de gaz choqué à la tête du jet, siège d'importantes pertes radiatives. Cette structure est très instable et peut se fragmenter en plusieurs endroits. Le caractère hydrodynamique d'une collimation par le milieu interstellaire sera envisagé via un simple équilibre des pressions. Enfin, nous apprécierons l'importance des champs magnétiques dans les processus de collimation.

Morphologie d'un jet Qu'il soit adiabatique ou bien radiatif, lorsqu'il rencontre un milieu interstellaire, un jet supersonique présente à sa tête une structure complexe qui peut être représentée par la figure 3.7.

Chaque zone d'interaction⁵ peut être divisée en plusieurs régions : le jet supersonique, un cocon de gaz choqué, une enveloppe de gaz ambiant choqué et le milieu ambiant interstellaire non perturbé (qui ne fait pas véritablement partie de la zone d'interaction mais qu'on

4. Attention ! Ici le rapport d'aspect = Longueur L_{jet} / Rayon r_{jet}

5. Nous nous intéressons ici uniquement à la tête du jet mais cette étude est également valable pour des zones d'interaction internes.

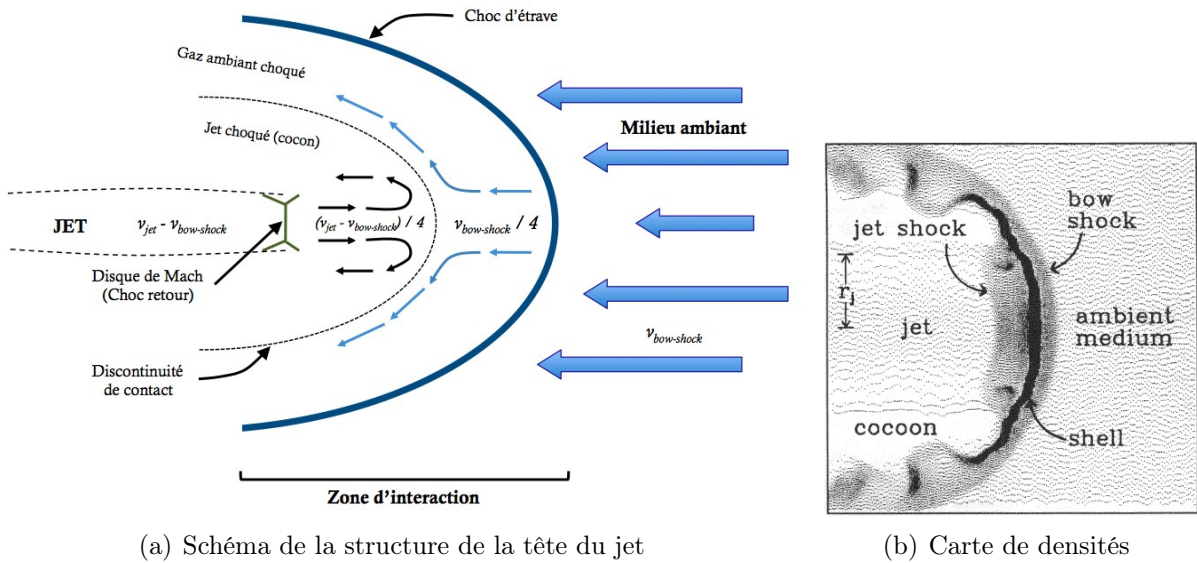


FIGURE 3.7 Représentation schématique et numérique de la structure de la tête d'un jet lors de son interaction avec un milieu ambiant. La figure (a), adaptée de [84], présente les vitesses estimées dans le référentiel du choc. La figure (b) montre le résultat d'une simulation numérique de la zone d'interaction. La taille typique de cette carte de densités est $10^{17} \text{ cm} \times 10^{17} \text{ cm}$. Le niveau de saturation (en noir) correspond à une densité de 350 cm^{-3} [85].

mentionnera tout de même ici). L'impact du jet supersonique avec le milieu interstellaire donne naissance à deux chocs

- Une *onde de Mach* (appelée aussi *disque de Mach*) remonte le jet et décélère le flot de plasma.
- Un *choc d'étrave* à l'avant du jet, accélère le milieu interstellaire choqué.

Le cocon (\equiv jet choqué par l'onde de Mach) et l'enveloppe de gaz ambiant choqué sont séparés par une discontinuité de contact. Toute cette zone d'interaction se propage à la vitesse du choc d'étrave dont l'expression peut être déterminée en égalisant l'équation des moments entre le jet et le milieu ambiant pour des flots supersoniques [74]

$$\rho_{jet} (v_{jet} - v_{bs})^2 + p_{jet} \approx \rho_{ambient} v_{bs}^2 + p_{ambient} \quad (3.1)$$

$$\text{Soit } v_{bs} \approx v_{jet} [1 + \eta^{-1/2}]^{-1} \quad (3.2)$$

avec v_{jet} la vitesse du jet, v_{bs} la vitesse du choc d'étrave (*bs* pour *bow shock* ou choc d'étrave en anglais) et $\eta = \rho_{jet}/\rho_{ambient}$ le rapport des densités du jet et du milieu ambiant. Dans le cas de jets de faibles densités ($\eta \ll 1$ - Cas des jets NAG⁶), $v_{bs} \ll v_{jet}$; la matière est continuellement décélérée à la tête du jet par l'onde de Mach et se propage, sous l'effet d'une forte pression, dans le sens inverse à la direction de propagation, le long du jet sous

6. On rappelle les objets compacts à l'origine des jets : les **N**oyaux **A**ctifs de **G**alaxie et les jets d'étoiles jeunes (**Y**oung **S**tellar **O**bjects en anglais).

la forme d'un épais cocon de gaz choqué. Pour les jets plus denses ($\eta \gg 1$ - Cas des jets YSO), $v_{bs} \approx v_{jet}$; le flot de matière va simplement traverser le milieu ambiant à une vitesse proche de sa vitesse initiale et sans accumuler beaucoup de matière dans le cocon. Il y a alors relativement peu de flux de masse entrant dans le cocon conduisant ainsi à la formation d'un "jet nu" [86]. La matière traversant le choc d'étrave va quant à elle former une enveloppe de gaz choqué autour de la structure.

Estimation du caractère radiatif d'un jet L'hypothèse d'un jet adiabatique implique que les pertes radiatives restent relativement faibles pendant une durée caractéristique de l'évolution du jet (\equiv temps hydrodynamique du jet). Il est possible d'estimer l'importance des pertes radiatives sur la structure du jet en comparant le temps de refroidissement avec le temps hydrodynamique radial du système, ce qui peut également se traduire par le rapport

$$\chi_s = \frac{d_{cool}(v_s)}{r_{jet}} \quad (3.3)$$

Le nombre χ_s (avec l'indice s pour *shock*) est appelé *facteur de refroidissement*. $d_{cool}(v_s)$ représente la distance de refroidissement derrière le front de choc généré lors de la propagation du jet dans le milieu interstellaire ambiant. Elle est caractéristique d'une diminution de la température de la matière choquée de $\sim 10^4$ K. r_{jet} est le rayon du jet, directement lié à l'évolution hydrodynamique du système et donc à son expansion thermique.

Il est possible d'estimer la distance de refroidissement d_{cool} en fonction de la vitesse du choc v_s . On rappelle que, dans le cas d'un choc fort et si on se place dans le référentiel du choc

$$\begin{aligned} \frac{\rho_p}{\rho_{ambiant}} &= \frac{\mathbf{M}^2 (\gamma + 1)}{\mathbf{M}^2 (\gamma - 1) + 2} & \xrightarrow{\mathbf{M} \gg 1} & \frac{\rho_p}{\rho_{ambiant}} = \frac{(\gamma + 1)}{(\gamma - 1)} & \text{Densités} & (3.4) \\ \frac{p_p}{p_{ambiant}} &= \frac{2\gamma \mathbf{M}^2 - (\gamma - 1)}{(\gamma + 1)} & \xrightarrow{\mathbf{M} \gg 1} & \frac{p_p}{p_{ambiant}} = \frac{2\gamma \mathbf{M}^2}{(\gamma + 1)} & \text{Pressions} & (3.5) \end{aligned}$$

Ces relations nous permettent d'estimer la vitesse de la matière post-choc soit $|v_p| = \left| \left[\frac{2}{\gamma+1} - 1 \right] \right| |v_s|$, ce qui équivaudrait, dans le cas d'un gaz parfait monoatomique ou totalement ionisé ($\gamma = 5/3$) à $|v_p| = |v_s|/4$.

La distance de refroidissement d_{cool} prend donc la forme simplifiée

$$d_{cool} = v_p t_{cool} \approx \frac{v_s t_{cool}}{4} \quad (3.6)$$

Les observations astronomiques de ces jets YSO reposent majoritairement sur le rayonnement émis par ces zones de refroidissement se situant juste après les fronts de chocs. Alors que le front de choc est principalement caractérisé par d'importantes émissions de raies de Balmer, les zones de refroidissement sont le siège de recombinaison du gaz (raies interdites et de recombinaison). En supposant que ce processus est à l'origine de la majeure partie des pertes radiatives, le temps de refroidissement peut s'exprimer sous la forme du rapport de

la densité d'énergie thermique sur le taux de pertes radiatives (en ignorant la réabsorption) [48], [74]

$$t_{cool} = \frac{E_{thermique}}{\text{Pertes radiatives}} = \frac{(n_e + n_H) k T_s}{(\gamma - 1) n_e n_H \Lambda(T_s)} \quad (3.7)$$

avec n_e et n_H sont respectivement les densités d'électrons et de protons, T_s la température post-choc, γ l'indice adiabatique (\equiv rapport des chaleurs spécifiques), k la constante de Boltzmann et $n_e n_H \Lambda(T_s)$ le taux de refroidissement par pertes radiatives. Cette expression fait plusieurs hypothèses ; principalement, elle admet un plasma totalement ionisé composé uniquement d'hydrogène et suppose que le temps d'échange électron-ions est largement plus petit que le temps de refroidissement et prend donc en compte une seule température (qui est ici la température post-choc). Nous retiendrons ici cette expression mais il est possible de la généraliser en prenant séparément en compte (n_e, T_e) et (n_i, T_i) . En supposant que la pression p_p est de la forme $p_p = (\bar{Z}_p + 1) k T_s \rho_p / \mu$ (μ étant le poids moléculaire moyen et \bar{Z}_p le degré d'ionisation moyen), nous pouvons déduire des relations de Rankine-Hugoniot une expression de la température post-choc⁷ [31]

$$T_s = \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} \frac{\mu u_s}{(1 + \bar{Z}_p)} \quad (3.8)$$

L'estimation du paramètre de refroidissement χ_s permet de dégager deux situations possibles :

★ Si $\chi_s \gg 1$, la matière post-choc n'a pas suffisamment le temps de se refroidir avant de quitter la zone d'interaction ; la région située entre le jet et le choc d'étrave est alors caractérisée par un plasma peu dense et chaud ; les pertes radiatives sont ainsi minimales et le jet est qualifié d'*adiabatique*.

★ Si $\chi_s \ll 1$ alors le jet est *radiatif* ; la matière post-choc perd la majeure partie de son énergie thermique sous forme de rayonnement sur une relativement courte distance. Il se forme alors à la place du plasma chaud caractéristique du jet adiabatique, une fine enveloppe de gaz froid très dense ; les pertes radiatives sont importantes et le jet est isotherme [85], [86]. Du fait de la baisse de température, la pression thermique qui en découle se trouve également fortement diminuée, ralentissant ainsi l'expansion radiale du jet et améliorant sa collimation et sa pérennité au cours du temps.

La figure 3.7(b) est un résultat de simulation réalisé par [85]. Cet exemple montre la structure de la zone d'interaction d'un jet supersonique ($v_{jet} = 250$ km/s, $r_{jet} = 2 \times 10^{16}$ cm et $\mathbf{M} = 20$) avec le milieu ambiant ($\eta = 1$ et $n_{ambiant} = 20$ cm⁻³). On y retrouve toutes les régions précédemment décrites : le jet, la zone d'interaction avec son onde de Mach (ou *jet shock*) et le choc d'étrave, le milieu ambiant et surtout la fine enveloppe très dense entre les deux chocs. Le facteur de refroidissement est supposé être égal à $\chi_s = 0.55$ et sous-entend un effet non-négligeable des pertes radiatives. Néanmoins, bien que le facteur de refroidissement $\Lambda(T_s)$ puisse être approximé localement à une loi de puissance sur une gamme de températures bien précise, elle reste en générale une fonction complexe à la fois de

7. Attention ! Durant la majorité du discours, γ est l'indice adiabatique de la zone post-choc.

la température, de la densité et du temps ce qui la rend particulièrement difficile à estimer. Pour leur simulation, les auteurs se sont reposés dans ce cas précis sur des calculs du facteur de refroidissement d'un gaz cosmique ionisé, hors-équilibre et de température T_s de l'ordre de 10^6 K.

Etant données les densités ($n \approx 10 - 100 \text{ cm}^{-3}$) et vitesses ($v_{jet} \approx 50 - 200 \text{ km/s}$) typiques des jets stellaires et des objets HH observés [87], le temps de refroidissement $t_{cool} \approx 100$ ans est très inférieur au temps dynamique qui est plutôt de l'ordre de 10^4 années [74] conduisant à des facteurs de refroidissements $\chi_s \ll 1$. Les jets YSO ont donc un caractère *radiatif* important qu'il est important de prendre en compte dans lors des expériences.

Nous rappellerons enfin le rôle non négligeable du champ magnétique dans la collimation. Nous avons en détails explicité dans la section 3.2.2.1 deux modèles faisant intervenir la topologie magnétique particulière de l'étoile mère (effet *magnétocentrifuge* et de la *tour magnétique*). Cet effet collimateur fondamental à l'éjection du jet reste vital dans sa collimation lors de sa propagation mais son influence se fait moins sentir au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la source. Nous renvoyons le lecteur à cette section ainsi qu'à l'article [74] et aux articles associés pour plus d'informations sur le sujet.

3.3 Lois d'échelle pour les jets YSO - Description d'un système MHD

Le champ magnétique intervient dans beaucoup de situations astrophysiques. Dans les nuages moléculaires, il est primordial pour assurer l'équilibre et empêcher leur effondrement. Lors de la formation stellaire, il contribue à l'accrétion de la matière du disque pour ensuite la concentrer et l'éjecter en formant des jets de plasma. Durant la propagation du jet à une distance raisonnable de l'étoile, il aide à sa collimation. Nous ne pouvons donc pas nous permettre de le négliger ici si l'on veut rendre une description fiable de ce système. Il est donc nécessaire de modifier quelque peu les équations d'Euler présentées dans la section 1.2.4. Nous emploierons ici les équations simplifiées de la magnétohydrodynamique (MHD) telles qu'elles sont décrites dans [41] et [88]. Les équations d'Euler précédemment introduites qui, cette fois, prennent en compte les effets magnétiques, ont la forme

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad \text{Masse} \quad (3.9)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p - \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \times \nabla \times \mathbf{B} \quad \text{Impulsion} \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla p \quad \underbrace{\quad}_{\text{gaz polytropique}} \quad -\gamma p \nabla \cdot \mathbf{v} \quad \text{Energie} \quad (3.11)$$

avec ρ la densité, p la pression, \mathbf{v} et \mathbf{B} le champ magnétique. Les équations sont présentées dans le système d'unités CGS. A ces équations s'ajoutent les équations de Maxwell

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad \text{Absence de monopoles magnétiques} \quad (3.12)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad \text{Loi de Faraday} \quad (3.13)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} \quad \text{Loi d'Ampère} \quad (3.14)$$

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} = \eta \mathbf{J} \quad \text{Loi d'Ohm} \quad (3.15)$$

où η est la résistivité électrique. En substituant le courant \mathbf{J} dans la loi d'Ohm (équation 3.15) et en utilisant la loi d'Ampère (équation 3.14), la loi de Faraday (équation 3.13) peut se réduire à une nouvelle équation décrivant l'induction magnétique

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= -\frac{\eta c^2}{4\pi} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= -\frac{\eta c^2}{4\pi} \Delta \mathbf{B} + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \end{aligned} \quad (3.16)$$

Le terme $\Delta \mathbf{B}$ peut être négligé si l'on suppose que le gradient du champ magnétique est négligeable sur la distance caractéristique du système L . Ces équations, tout comme les équations d'Euler, sous-entendent que les processus dissipatifs (viscosité, refroidissement radiatif, conductivité thermique) sont négligeables. En réalisant le même raisonnement pour transformer les équations d'un système à l'autre, il est possible de déduire deux relations de similitude reliant les facteurs d'échelle caractéristiques de chaque système ($\rho_o, p_o, \mathbf{v}_o, \mathbf{B}_o, L$) et $(\tilde{\rho}_o, \tilde{p}_o, \tilde{\mathbf{v}}_o, \tilde{\mathbf{B}}_o, \tilde{L})$, le premier étant le nombre d'Euler précédemment décrit.

$$v_o \sqrt{\frac{\rho_o}{p_o}} \equiv \mathbf{Eu} \quad \text{et} \quad \frac{\mathbf{B}_o}{\sqrt{p_o}} \equiv \mathbf{Alf} \quad (3.17)$$

Il est donc nécessaire, en plus d'une distribution spatiale normalisée géométriquement identique, que ces deux paramètres (appelés *nombre d'Euler-Alfvén* [41]) soient absolument invariants lors de la transformation pour que deux systèmes hydrodynamiques évoluent de manière identique.

Dans une situation magnéto-hydrodynamique, il convient également d'introduire le paramètre β du plasma qui traduit l'importance des effets électromagnétiques (\rightarrow pression magnétique p_{mag}) sur les effets thermiques (\rightarrow pression thermique p). Ce produit a pour expression

$$\beta = \frac{p}{p_{mag}} = \frac{n_e k_B T}{B^2 / 2 \mu_o} \quad (3.18)$$

avec n_e la densité électronique et μ_o . Ce paramètre est en général au minimum de l'ordre de 1 dans les situations où il est nécessaire de prendre en compte le champ magnétique.

Critères de validité du système magnétohydrodynamique Nous étudions ici les équations de la magnétohydrodynamique idéale sans dissipation d'énergie. Tous les critères présentés dans la section 1.2.4.2 sont applicables ici : les pertes par dissipation d'énergie (viscosité, conduction thermique) doivent être négligeables, sources/puits d'énergie (comme les réactions nucléaires ou les pertes radiatives) inexistantes et les particules localisées. Cette localisation peut se faire soit par collisions (comme dans le système hydrodynamique idéal) soit par un confinement dû aux champs magnétiques ou par des turbulences magnétiques ou électrostatiques.

Aux nombres sans dimension définis dans le cas hydrodynamique pur, nous en introduisons ici un nouveau, le *nombre de Reynolds magnétique* Re_M . Ressemblant fortement au nombre de Reynolds défini pour les pertes par viscosité, il prend la forme

$$Re_M = \frac{\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})}{D_M \Delta \mathbf{B}^2} \quad \text{Soit} \quad Re_M = \frac{L v}{D_M} \quad (3.19)$$

où D_M est la diffusion magnétique. Pour pouvoir appliquer les équations de MHD idéales présentées ci-dessus, les pertes dues à la dissipation par résistivité magnétique doivent être faibles. Le plasma doit donc également vérifier $Re_M \gg 1$.

3.4 Contexte expérimental

Afin d'éviter d'alourdir le propos, nous ne décrirons pas toutes les expériences réalisées dans l'étude de chaque processus de collimation. Nous présenterons néanmoins dans cette partie quelques expériences méritant d'être mentionnées et qui peuvent guider le lecteur intéressé.

Des avancées significatives ont été réalisées dans la création et l'étude de jets de plasmas en laboratoire. Une grande variété de géométries expérimentales ont été utilisées lors d'expériences visant à la fois à reproduire directement des phénomènes astrophysiques mais aussi à valider schémas numériques et modèles théoriques. Nous présenterons dans ce paragraphe quelques-unes de ces expériences ainsi que leurs configurations respectives.

En 2000, Logory *et al.* [89] ont examiné la propagation d'un jet de plasma dans un tube rempli de mousse de carbone (fig. 3.8). Dans cette expérience, une cavité en or est irradiée par un ensemble de faisceaux laser. Les rayons X produits lors de l'interaction des faisceaux avec la cavité vont exercer une pression d'ablation suffisamment importante pour lancer un choc à travers une couche de plastique bromé. Cet ablateur a une surface hémisphérique concave de telle sorte que, lorsque le choc traverse ce matériau, un jet de plasma est propulsé dans la mousse de carbone. Une radiographie X du phénomène montre la formation d'un jet avec une vitesse de propagation d'environ 60 km/s ainsi qu'une forme perturbée à sa tête. Les simulations numériques semblent correspondre relativement bien aux données expérimentales et associent au jet un nombre de Mach égal à 17. Néanmoins, ce type d'expériences pose de nombreuses contraintes, notamment un usage restreint de diagnostics. En effet, seule la radiographie X a fourni des informations car elle seule permet de sonder la matière dense du plasma intérieur alors que les autres diagnostics principalement visibles sont directement arrêtés par le tube ; cela est d'autant plus vrai lorsque l'on sonde des temps importants où

s'ajoute alors l'expansion propre du tube qui complique encore la tâche. Lors d'expériences impliquant un tube, l'obtention d'image de qualité possédant un bon contraste et une haute résolution représentent donc généralement un défi majeur et de nombreuses quantités physiques (température, densités électroniques, etc.) ne peuvent souvent être déduites que grâce aux simulations numériques. Sans contraintes supplémentaires, il est donc difficile de valider codes numériques et modèles théoriques.

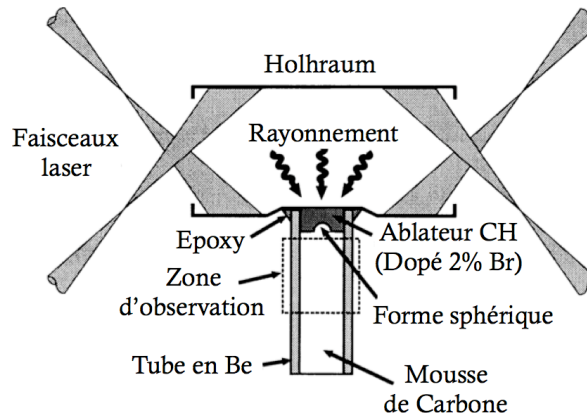


FIGURE 3.8 Configuration expérimentale développée par Logory *et al.* dans [89].

De leur côté, Farley *et al.* [90] ont réalisé des expériences visant à créer un jet dans lequel le refroidissement par pertes radiatives serait dynamiquement important. Pour cela, l'intérieur d'un cône en or, de demi-angle égal à 60° , est irradié avec 5 faisceaux de l'installation NOVA disposés en anneau. Le plasma d'ablation collisionne sur l'axe de symétrie du cône et forme un flot collimaté. Shigemori *et al.* [91] ont étendu cette étude en utilisant des cônes de numéro atomique Z différents (fig. 3.9). Les diagnostics mesurant l'émission propre X du plasma en face avant ont montré que les jets de matériau de Z élevé présentaient un degré de collimation plus important que ceux de moindre Z . Cet effet est attribué à un effondrement radiatif sur l'axe (*radiative collapse* en anglais) : puisque le plasma rayonne, il se refroidit, permettant une diminution de la pression interne au cœur du jet et donc un ralentissement de l'expansion radiale du flot. Le jet "s'effondre" sur l'axe entraînant à sa suite la formation d'une région centrale très dense et peu étendue. Puisque les matériaux de haut Z rayonnent plus efficacement, ils forment des jets de plus petits rayons.

Une autre configuration expérimentale utilisée par Foster *et al.* [13] implique l'irradiation directe d'une couche de Titane (Ti) qui va ensuite se détendre à travers un cylindre de métal. Le rôle de ce cylindre est d'aider à la création d'un jet de Ti collimaté qui va ensuite rentrer en collision avec une mousse hydrocarbonée. Les images issues de cette expérience montrent la morphologie du jet qui se propage dans la mousse ainsi que la structure du choc d'étrave qui résulte de l'interaction du jet avec la mousse. Le nombre de Reynolds du plasma est très élevé et la région à la tête du jet devient très turbulente. L'analyse des lois d'échelle montre néanmoins que ce type de jet se révèle être pertinent à l'étude des flots extragalactiques.

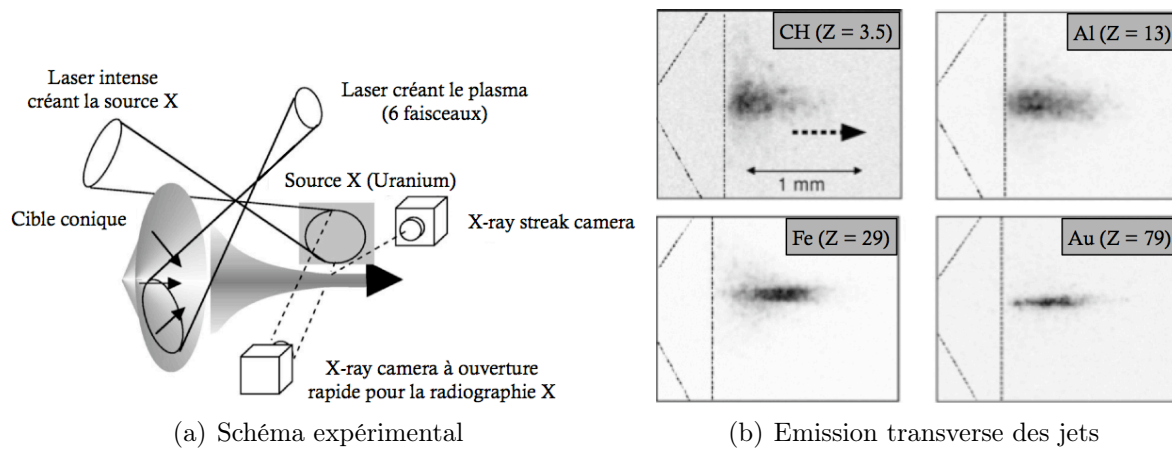


FIGURE 3.9 Configuration expérimentale utilisée par Shigemori *et al.* [91] lors de leur campagne sur GEKKO XII. Les principaux résultats présentés en complément mettent en scène la propagation de jets de différent Z , 1.3 ns après le laser.

Dans une autre optique, Nilson *et al.* [92] ont développé une configuration expérimentale permettant d'examiner le phénomène de reconnection magnétique dans la région de collision entre deux plasmas en expansion (fig. 3.10). Dans cette expérience, les plasmas sont générés via l'irradiation laser de feuilles planes d'aluminium ou d'or à l'aide de deux faisceaux de l'installation VULCAN. La séparation des faisceaux est variable et l'intensité typiquement égale à $1 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$. Les mesures réalisées montrent qu'une séparation des faisceaux de $400 \mu\text{m}$ conduit à l'établissement de champs magnétiques sur les ailes des tâches focales de $\sim 0.7 - 1.3 \text{ MG}$, à l'éjection de deux jets hautement collimatés ainsi qu'à leur propagation loin de la surface avec une vitesse de l'ordre de $\sim 5 \times 10^5 \text{ km/s}$. Les jets produits par les feuilles d'or sont beaucoup plus collimatés que ceux issus de feuilles d'aluminium ; eût égard au refroidissement radiatif plus efficace. La formation des jets ne peut pas être expliquée uniquement par des arguments hydrodynamiques et il en est sorti la conclusion que ces jets étaient une conséquence directe du phénomène de reconnection magnétique entre les deux plasmas.

On peut considérer que l'étude la plus complète sur les jets astrophysiques réalisée à l'échelle du laboratoire n'a pas été conduite avec des lasers de puissance mais plutôt avec des Z-pinchs. En plus d'une étude sur les processus d'éjection magnétique présentée dans la section 3.2.2.1, Lebedev *et al.* ont démontré par le biais d'un arrangement conique de fils métalliques la formation d'un choc qui va stagner sur l'axe avant d'éjecter un jet très collimaté à grand nombre de Mach et haut rapport d'aspect. Les jets satisfont les critères de similarités nécessaires pour que les lois d'échelle s'appliquent [41]. Ces expériences ont déjà été utilisées afin d'étudier l'importance du rayonnement dans la collimation du jet, la stabilité de la formation du jet par rapport aux perturbations azimuthales ainsi que l'hydrodynamique de l'interaction du jet avec le milieu interstellaire.

Une expérience alternative de celle de Lebedev présentant un modèle de "tour magnétique" pour expliquer le confinement magnétique conduisant à l'éjection d'un jet (sect 3.2.2.1) utilise des sphéromak [93], [94] (fig. 3.11). Dans ces expériences, un disque chargé négative-

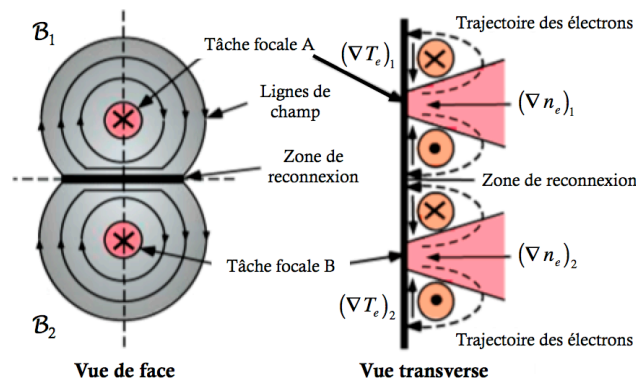


FIGURE 3.10 Configuration expérimentale et topographie magnétique associées à l'expérience réalisée par Nilson *et al.* [92] sur le laser VULCAN du *Rutherford Appleton Laboratory*.

ment - analogue à l'objet central compact à l'origine du jet astrophysique, comme l'étoile jeune (YSO) par exemple - est entouré par un anneau chargé positivement - jouant le rôle du disque d'accrétion - et placé sous vide. Les deux électrodes sont liées par un champ magnétique poloïdal généré par une bobine externe. Du gaz est injecté dans la chambre aussitôt suivi par l'introduction d'un champ électrique d'environ 1 - 7 kV entre la cathode et l'anode, entraînant une rupture dans le gaz et la formation d'un plasma. Le plasma se forme en une série de flux canalisés par le champ magnétique, ressemblant aux pattes d'une araignée et distribués uniformément autour du disque (fig. 3.12). Environ 6 μ s après le début de l'expérience, les différents flux de plasma commencent à fusionner sur l'axe, formant en conséquence une colonne centrale se propageant loin de l'ensemble disque/anneau. Dans certains cas, on observe lors de la propagation du jet le développement d'instabilités le long de son corps et à sa tête. Ces expériences ont montré qu'avec une topologie et une configuration de champ magnétique similaires à celles trouvées dans les disques d'accrétion, il était possible pour les systèmes d'évoluer et d'éjecter un jet de plasma collimaté.

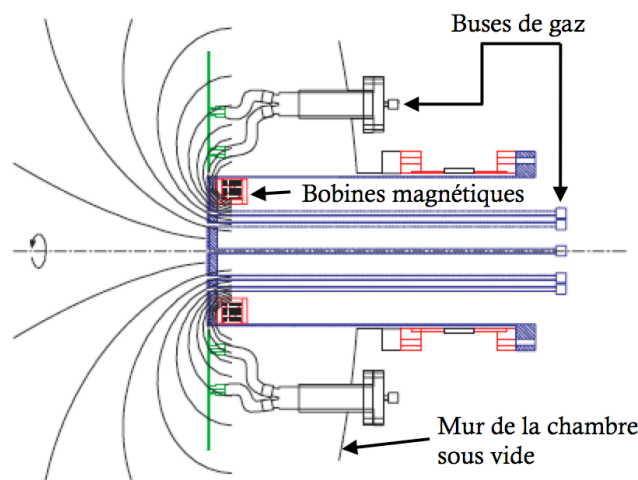


FIGURE 3.11 Canon à gaz utilisé lors de l'expérience de Hsu et Bellan [93].

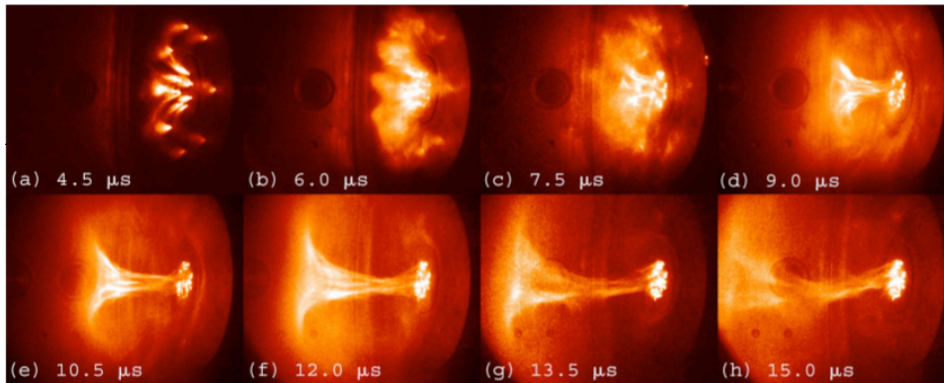


FIGURE 3.12 Evolution du plasma associé à l'expérience de Hsu et Bellan [93].

3.5 Contraintes expérimentales et Conception de cibles

La section 3.4 nous a dressé un résumé global des différents types d'expériences qui peuvent être réalisées sur l'étude des jets YSO. Elle met également en évidence les efforts importants fournis dans l'étude des effets radiatifs et l'impact des champs magnétiques sur l'évolution et la collimation des jets de plasma.

Bien que plusieurs de ces expériences font interagir les jets avec un milieu ambiant, peu jusqu'à présent ne se sont intéressées spécifiquement au rôle du milieu ambiant dans la collimation du jet [95]. Les simulations numériques réalisées par Mizuta *et al.* [96] montrent que la présence d'un milieu ambiant sur la trajectoire du jet peut grandement améliorer la collimation des jets astrophysiques. Le jet prend alors une forme étroite et cylindrique, maintenant ainsi une haute température et une haute densité sur l'axe et augmentant par la même occasion l'efficacité des pertes radiatives.

Néanmoins dans la configuration expérimentale de Farley *et al.* [90] et de Shigemori *et al.* [91], l'introduction d'un milieu ambiant est loin d'être triviale puisque le laser traverse la région de propagation du jet et la présence d'un gaz risque très probablement de conduire à sa rupture lors du passage du laser et donc de générer des ondes de choc, modifiant ainsi l'hydrodynamique même du jet et compliquant encore plus l'interprétation de l'expérience. Cet effet est d'autant plus observé dans le cas de fortes densités de gaz où le laser ne peut alors même pas atteindre la cible ce qui nous contraint donc à utiliser des densités plus faibles sous peine de n'observer la création d'aucun jet. La solution à ce problème serait donc de concevoir une cible permettant la propagation du jet en face arrière, enlevant ainsi les complications dues au passage du laser à travers la région d'intérêt. Une telle configuration nous permettrait donc de nous concentrer uniquement sur les processus physiques pertinents à la dynamique du jet en nous affranchissant dans une grande partie des phénomènes de couplage non-linéaire inhérents à l'interaction du laser avec le plasma. Un des plus grands inconvénients induits par la modification du schéma de cible vers une production de jet en face arrière est que l'on perd l'aspect des importantes pertes radiatives qui caractérisent par principe le plasma de couronne, très chaud et peu dense. Un jet produit en face arrière de la cible

sera vraisemblablement plus dense et moins chaud en comparaison ; il faudra donc fournir à la cible une quantité plus importante d'énergie pour espérer atteindre des températures suffisamment élevées pour que les pertes radiatives aient une quelconque influence.

Nous présentons ci-dessous les différents types de cibles récemment utilisés au LULI pour produire des jets. Ces cibles ont été conçues afin de satisfaire au mieux les critères de similarité et pour que l'évolution du jet expérimental reproduise le comportement des jets YSO. Dans l'idéal, les paramètres sans dimension doivent être identiques pour qu'une quelconque similarité soit reproduite mais nous nous accorderons le cas échéant à étudier l'influence de certains paramètres sur l'évolution du jet, quitte à ce que certains critères ne soient pas vérifiés. Ce sera le cas lors de l'étude des pertes radiatives par exemple. Les cibles ont aussi été fabriquées pour permettre d'incorporer facilement un grand nombre de diagnostics qui vont sonder le jet en expansion.

• Feuilles en V

Un schéma très simple de cible permettant la génération de jet de plasma consiste en deux fines feuilles métalliques placées en V et formant un angle θ avec l'axe central. Deux faisceaux laser irradient chacun une des deux feuilles et les tâches focales sont séparées d'une distance d choisie. Le plasma se détend en face arrière des feuilles, perpendiculairement à leur surface. Lorsque les plasmas en expansion collisionnent sur l'axe, les deux flots stagnent dans une direction perpendiculaire à la direction de propagation entraînant une augmentation importante de la température. Une grande partie des composantes latérales des moments s'annule du fait de la symétrie de la cible, ne laissant que les fortes composantes axiales qui se conservent. Il en résulte la propagation d'un flot le long de l'axe central, s'éloignant de la région de collision. De nombreux paramètres peuvent être modifiés : matériau, épaisseur et angle des feuilles ; durée de l'impulsion, taille de la tâche focale, énergie, distance d etc. Le lecteur est renvoyé à la thèse de C.D. Gregory [57] ainsi qu'à l'article [97] où une étude plus détaillée de jets produits avec ce type de cible est présentée.

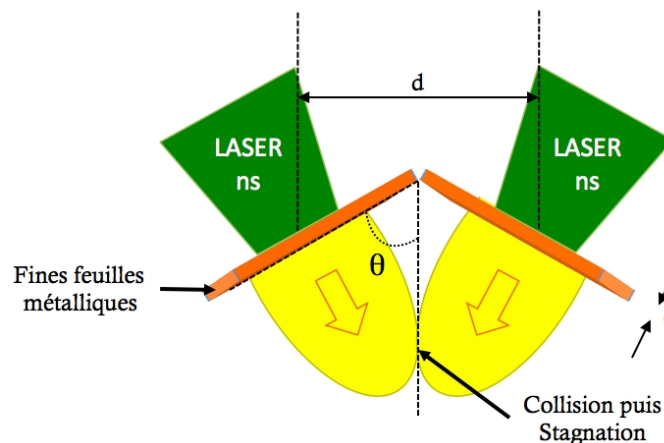


FIGURE 3.13 Cible type *Feuilles en V*

• Cône de mousse

Loupias *et al.* [20], [98] ont proposé un nouveau modèle de cible pour la génération de jet respectant les critères de similarité astrophysiques : un cône métallique creux rempli de mousse (figure 3.14).

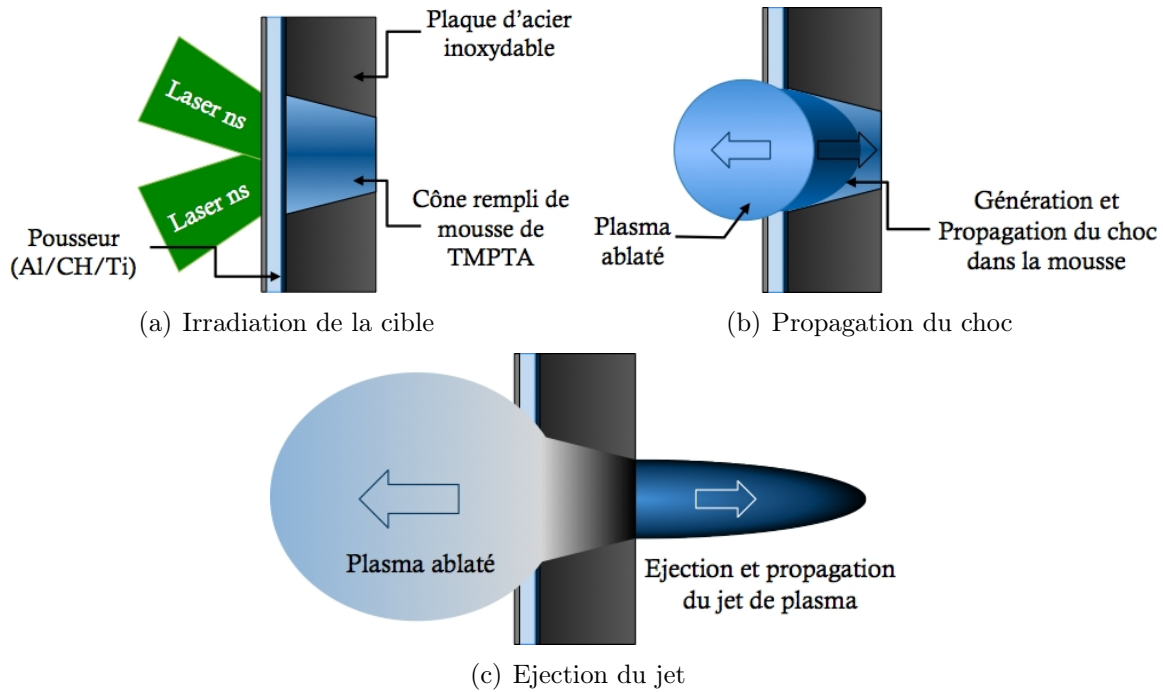


FIGURE 3.14 Représentation schématique de la production d'un jet à partir d'une cible type *cône de mousse*. Adapté de [98].

L'irradiation laser d'un pousseur composé de trois couches Al/CH/Ti crée un choc qui se propage à travers la mousse. L'avantage d'une telle géométrie est qu'elle permet d'introduire un milieu ambiant ou tout autre objet dans le chemin du jet, sans aucune interférence directe avec le laser. Elle permet aussi l'utilisation de diagnostics plus variés, à la fois optiques, particulaires et X. L'usage de mousse a permis la propagation d'un jet rapide et peu dense mais les températures restent plutôt faibles (~ 4 eV). L'utilisation d'un cylindre collimateur augmente les effets de collimation et l'introduction d'un milieu ambiant est réalisable.

• Cône métallique

Ce troisième type de cible sera celui que nous privilégierons au cours de cette thèse. Elle consiste en un cône métallique creux comme présenté dans la figure 3.15. La forme conique de cette cible rappelle beaucoup celle de la cible "Feuilles en V" dont elle empreinte certaines propriétés. Le cône est caractérisé principalement par un demi-angle θ à son apex. Les parois, d'épaisseur e déterminée, sont composées d'un matériau pur de numéro atomique Z moyennement ou hautement élevé selon la configuration choisie. Néanmoins quel que soit le matériau sélectionné, il est choisi de telle manière à ce que le laser n'interagisse idéalement

pas avec le plasma en expansion, ce qui entraîne donc une épaisseur de matériau minimale ainsi que des paramètres laser (durée d'impulsion, énergie) choisis en conséquence.

Le comportement d'un jet de plasma produit par une cible conique est très similaire à celui issu d'une cible de type "Feuilles en V" avec néanmoins l'avantage supplémentaire d'une symétrie cylindrique. Ce dernier point est particulièrement important car elle nous permettra d'admettre que tout comportement observé transversalement est reproduit dans toutes les directions perpendiculaires à l'axe de propagation du faisceau. Cette hypothèse sera aussi très appréciée lors de l'interprétation des interférogrammes car elle justifiera l'utilisation d'une inversion d'Abel discrète pour en extraire la densité électronique.

Dans cette configuration, un seul faisceau laser incident irradie le cône perpendiculairement à l'axe de symétrie. Le plasma généré en face arrière se propage perpendiculairement à la surface irradiée. Chaque partie du plasma placée à une distance r de l'axe étant théoriquement irradiée de la même intensité laser, il devrait donc (pourvu que l'angle d'incidence du laser, dont dépend l'absorption, soit le même) atteindre au même instant l'axe et y collisionner. Les composantes transversales des moments de chaque plasma s'annulent, ne laissant que la composante axiale de chaque moment qui est conservée. Il y a concentration sur l'axe du plasma entraînant la formation d'un cœur plus dense et plus chaud. L'accumulation de matière ainsi que la conservation des composantes axiales des quantités de mouvement sur l'axe entraînent ensuite la formation puis la propagation d'un jet qui s'éloigne de la zone de collision.

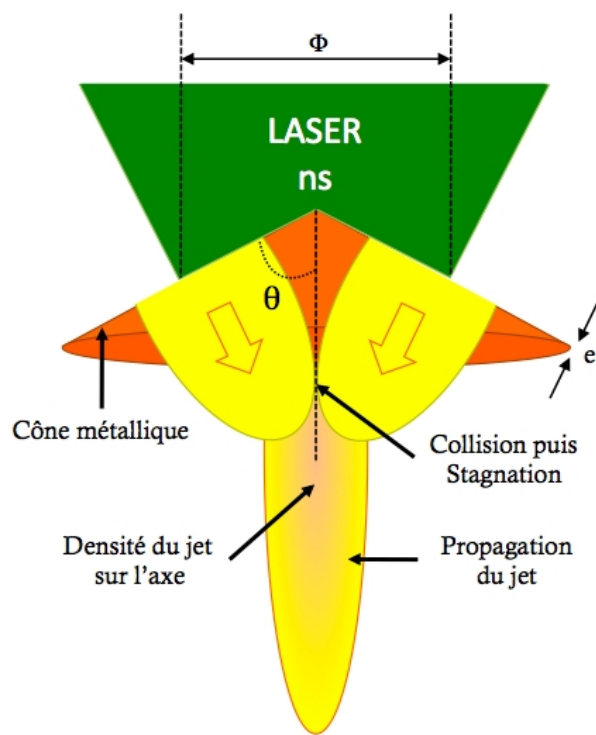


FIGURE 3.15 Cible type *Cône métallique*

Une première utilisation de ce type de cible a été réalisée par Nikitin *et al.* [99] lors d'une expérience dans laquelle des cônes creux de Nickel de $5 \mu\text{m}$ d'épaisseur étaient irradiés par un laser de puissance d'intensité de l'ordre 10^{13} W/cm^2 . Cette expérience a montré la possibilité d'utiliser ce type de cible en forme de cône creux pour la production de jets. Les auteurs ont mis en évidence une sensibilité importante de la vitesse du jet par rapport au demi-angle θ du cône. Dans le cas de fluides incompressibles, elle évolue selon la relation

$$\frac{v_{jet}}{v_{mat}} \approx \cot\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.20)$$

où v_{jet} est la vitesse du jet après collision, v_{mat} la vitesse du matériau en expansion avant collision sur l'axe et θ le demi-angle du cône (apex). L'équation 3.20 prédit qu'une très grande vitesse peut être atteinte pour des angles θ très petits et notre premier réflexe serait donc de prendre un cône le plus étroit possible pour pouvoir atteindre des vitesses les plus élevées possibles, requises pour une similarité avec les jets astrophysiques. Néanmoins, une étude réalisée par Chou *et al.* [100] sur les critères de formation et de cohésion des jets met en évidence une sérieuse limite sur l'hypothèse fondatrice de l'équation 3.20. En effet, dans le cas où deux ou plusieurs fluides impactent à très grande vitesse, leur comportement ne peut plus être considéré comme celui de fluides incompressibles et les effets de la compressibilité intrinsèque des matériaux sont importants. Les auteurs ont montré que la production d'un jet dans cette configuration ne peut se faire que si le jet est subsonique ou si l'angle du cône géniteur est suffisamment grand pour que le flot ne reste pas ancré au point de collision et qu'il acquiert suffisamment de vitesse axiale pour se séparer de la zone de collision et se propager loin de cette région. Puisque de très grandes vitesses de propagation sont requises pour représenter au mieux les conditions astrophysiques, nous sommes donc contraints d'ajouter à l'équation 3.20 une limite inférieure sur θ . Ainsi, dans le cas où $\theta < \theta_{crit}$, le jet n'est pas produit. Dans le cas d'un gaz idéal et d'une géométrie en coin (comme les cônes et les "feuilles en V"), cet angle critique est égal à

$$\theta_{crit} = \arcsin\left(\frac{1}{\gamma}\right) \quad (3.21)$$

où γ est l'indice adiabatique [100]. Pour un gaz parfait ($\gamma = 5/3$), l'angle limite correspondant est égal à $\theta_{crit} \approx 36.9^\circ$. Cette limite est approximative et le plasma généré se comporte rarement comme un gaz parfait monoatomique ou totalement ionisé. Dans le cas de cône de Ni, Nikitin *et al.* [99] ont montré qu'aucun jet ne se formait pour des angles θ inférieurs à $\sim 45^\circ$.

Dans les expériences effectuées au cours de cette thèse, nous utiliserons des cônes présentant des demi-angles plus élevés afin d'avoir une composante sur l'axe plus importante et donc une plus grande vitesse de jet tout en essayant de rester si possible dans l'approximation de fluides incompressibles. Nous avons donc réalisé une rapide étude comparative de l'angle le plus propice en utilisant des cônes de demi-angle θ égal à 60° - 70° - 80° et avons conclu que les cônes de demi-angle égal à 70° présentaient le meilleur compromis.

Afin de pouvoir étudier l'influence des effets radiatifs sur la collimation du jet, nous avons choisi d'étudier la propagation de jets de matériaux différents. De part l'importance des travaux effectués sur ces matériaux, nous avons choisi d'utiliser des cônes en Aluminium ($Z=13$), en Cuivre ($Z=29$) et en Or ($Z=79$). Afin de limiter au maximum le nombre de paramètres pouvant influencer l'étude des propriétés de chacun des jets, nous avons sélectionné les épaisseurs des parois des cônes de telle manière à ce que lors de la collision puis de "l'éjection" du jet, tous les jets se propagent initialement avec une quantité de mouvement équivalente.

Nous avons ainsi réalisé une étude paramétrique en comparant les impulsions du plasma émis en face arrière de chaque cible à l'aide de simulations 1D réalisées avec le code d'hydrodynamique radiative MULTI [101]. Bien entendu, la géométrie du cône en lui-même ainsi que

celle du jet lors de la collision sur l'axe puis lors de sa propagation font intervenir des effets latéraux (pertes de chaleur par conduction thermique par exemple) et requiert *in fine* l'utilisation d'un code 2D voir 3D. Néanmoins, pour cette étude, nous observons la propagation d'un plasma en expansion avant la collision ; l'approximation 1D est donc acceptable.

Connaissant la géométrie du cône telle qu'elle est présentée dans la figure 3.16, nous pouvons déterminer la distance d parcourue par le plasma en expansion de la face arrière de la cible, égale à $d = D/(2 \cos \theta)$ où D étant le diamètre de la tâche focale. Dans le cas le plus cité dans cette thèse, $D = 400 \mu\text{m}$ et $\theta = 70^\circ$; cette distance est donc égale à $585 \mu\text{m}$ ($\sim 600 \mu\text{m}$).

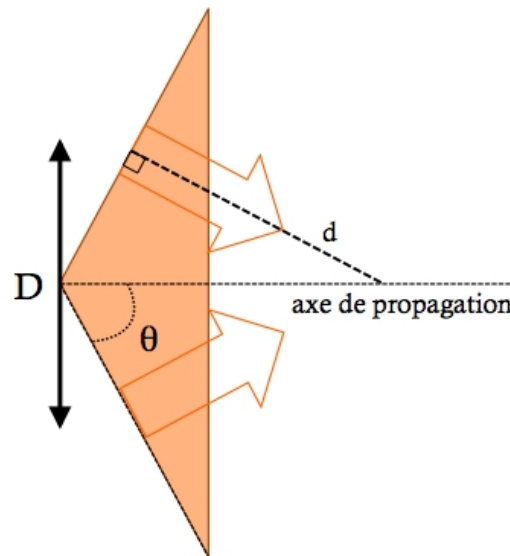


FIGURE 3.16 Représentation schématique d'un *cône métallique*

Durant toutes les expériences sur les jets, nous avons utilisé comme référence les cônes d'or de $5 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Ces cônes, relativement aisés à produire, ont prouvé leur efficacité dans la production de jet. La réalisation des cibles en cuivre a donc été adaptée en conséquence. Les cônes en aluminium initialement prévus n'ont finalement pas pu être utilisés du fait de problème lors de leur fabrication (cônes friables et peu stables). Hormis un rapide aperçu de quelques rares tirs-tests faisant intervenir de tels cônes en aluminium, nous ne nous attarderons pas sur ce matériau et nous nous intéresserons uniquement aux cônes d'or et de cuivre.

Avant collision sur l'axe, le plasma produit par irradiation laser des parois métalliques du cône se comporte typiquement comme celui issu d'une feuille plane. Nous pouvons donc assimiler les premiers instants de création du jet comme étant la propagation de plusieurs plasmas de feuilles planes répartis avec un angle θ de manière symétrique autour de l'axe de propagation du futur jet. La figure 3.17 présente l'expansion en face arrière d'une feuille d'or de $5 \mu\text{m}$ d'épaisseur en mettant en avant la vitesse fluide du plasma.

Dès le dépôt de l'énergie laser sur la cible, les première couches de matière sont ablatées en un plasma de couronne chaud et peu dense (caractérisé par des vitesses < 0). Le reste

de la cible est comprimée par un choc qui se propage dans la fine feuille d'or et atteint rapidement la face arrière seulement quelques centaines de picosecondes après l'impulsion laser. Un plasma se détend alors avec une vitesse relativement constante ~ 90 km/s. Si on considère une collision élastique, la contribution axiale théorique d'un tel plasma serait de l'ordre de $v_x = v \cos(\frac{\pi}{2} - \theta) \approx 85$ km/s dans le cas où $\theta = 70^\circ$.

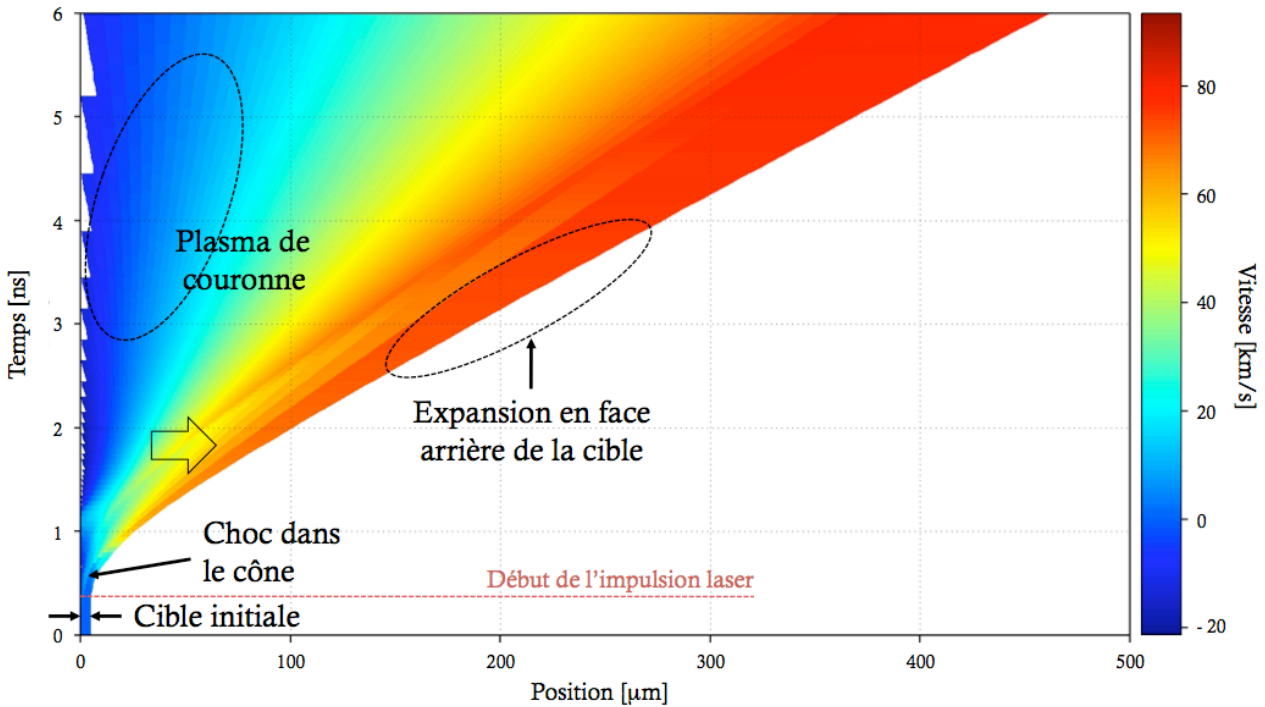


FIGURE 3.17 Simulation MULTI présentant l'expansion en face arrière d'une feuille d'or de $5 \mu\text{m}$ d'épaisseur. La face avant de la feuille irradiée par le laser (venant de la gauche) se trouve à la position $x = 0$. L'impulsion de 1.5 ns a une intensité de $7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ et débute à environ 0.5 ns.

Selon l'estimation géométrique approximative réalisée plus tôt, nous avons étudié l'impulsion acquise par le plasma en expansion d'un cône de cuivre de différentes épaisseurs après qu'il ait parcouru la distance théorique qui le sépare de la zone de collision dans le cas d'un cône de demi-angle à l'apex égal à 70° . Nous avons pour cela réalisé des simulations numériques grâce au code monodimensionnel d'hydrodynamique radiative MULTI [101]. Afin de nous affranchir d'éventuels problèmes liés au maillage de la simulation, nous nous sommes plutôt intéressés à la densité d'impulsion ρv au lieu de la simple quantité de mouvement $m v$. En effet, comme cela est souvent lors de l'utilisation d'un code numérique lagrangien⁸ auquel on applique un maillage fin, les premières cellules qui se propagent en face arrière de la cible sont particulièrement grandes et peu massives (ici $\sim 5 \times 10^{-5}$ g) conduisant à des impulsions assez faibles (autour de $4 - 5 \times 10^{-3} \text{ kg.m/s}$). Elles ne sont donc pas représentatives

8. On rappelle que, dans un code *lagrangien*, la masse de chaque cellule se conserve au cours du temps à l'opposé d'un code *eulérien* dont les cellules sont fixes et voient passer un flux de matière.

du plasma qui entre effectivement en collision sur l'axe puisque celle-ci se produit lorsque la majorité de la masse du plasma se rencontre. L'utilisation de la densité nous permet ainsi de nous affranchir de toute intervention du volume des cellules.

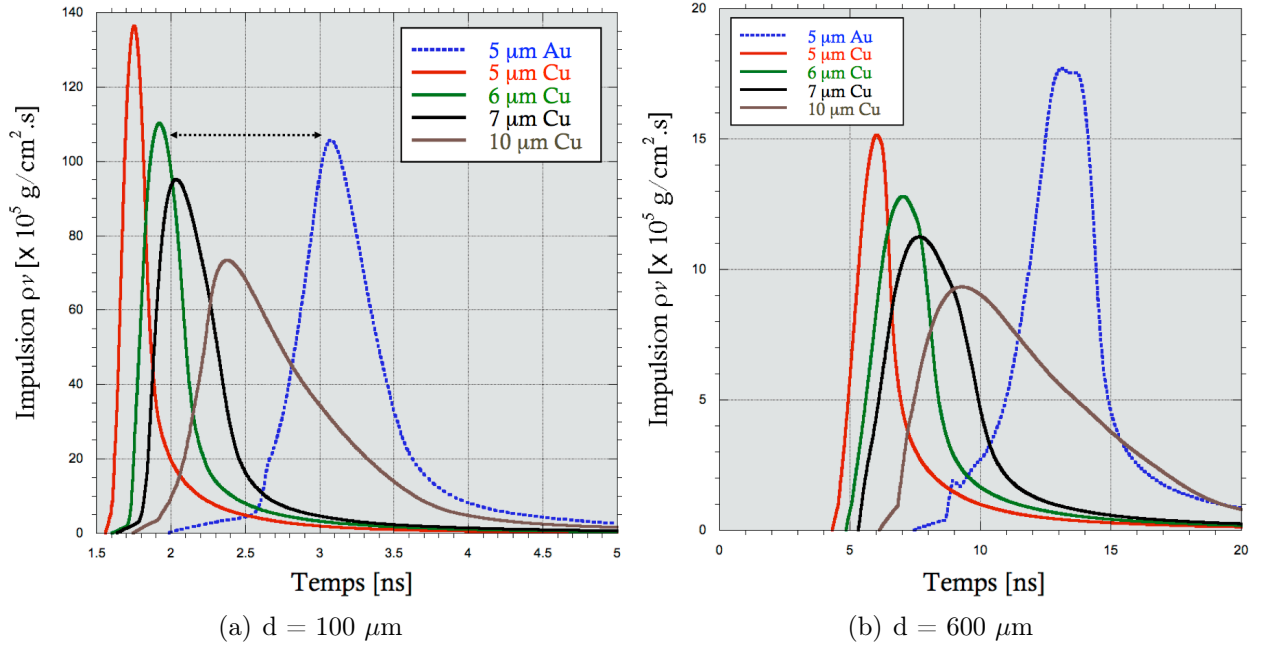


FIGURE 3.18 Simulations MULTI présentant l'évolution de l'impulsion dans le cas de l'or et du cuivre pour différentes distances de propagation ($d = 100 \mu\text{m}$ et $600 \mu\text{m}$) et différentes épaisseurs de cuivre. Les conditions numériques sont les mêmes que celles de la simulation présentée sur la figure 3.17.

Sur la figure 3.18, nous comparons, pour une même distance de propagation, les impulsions acquises par les plasmas issus de feuilles de cuivre de différentes épaisseurs avec celles obtenues pour le cas d'une feuille d'or d'épaisseur initiale égale à $5 \mu\text{m}$. Nous présentons à travers cette étude, deux cas principaux : la distance $d = 600 \mu\text{m}$ calculée plus tôt correspond à la distance maximale parcourue par un plasma produite par les ailes de la tâche focale ; le cas $d = 100 \mu\text{m}$ a été quant à lui étudié en supposant que la plus grande contribution de la vitesse est produite par la partie centrale de la tâche focale, ce qui est principalement le cas avec une tâche focale gaussienne (\rightarrow nous le verrons dans les sections suivantes, uniquement sur l'installation GEKKO XII, l'impulsion au LULI 2000 étant spatialement uniforme).

Les impulsions obtenues sont présentées dans le tableau 3.2. En comparant les données numériques obtenues pour l'or et le cuivre, nous voyons que les impulsions caractéristiques du plasma d'or sont reproduites pour des épaisseurs de cuivre situées entre 6 et $7 \mu\text{m}$. Cela n'est valable que pour les courtes distances (*i.e.* $100 \mu\text{m}$), autrement dit pour les zones proches de l'apex du cône, où l'irradiation est la plus intense (si l'impulsion est gaussienne \rightarrow GEKKO XII). Lorsque l'on s'éloigne de cette zone, la distance que le plasma doit parcourir est plus grande et la tendance est différente. L'impulsion maximale de l'or à $600 \mu\text{m}$ devient plus importante que toutes les configurations de cuivre envisagées, probablement puisque le

	Au 5 μm	Cu 5 μm	Cu 6 μm	Cu 7 μm	Cu 10 μm
d = 100 μm	$\rho v = 106$ $t = 3.08$	$\rho v = 137$ $t = 1.75$	$\rho v = 110$ $t = 1.93$	$\rho v = 95$ $t = 2.05$	$\rho v = 74$ $t = 2.38$
d = 600 μm	$\rho v = 17.1$ $t = 13.1$	$\rho v = 15.2$ $t = 6.06$	$\rho v = 12.8$ $t = 7.06$	$\rho v = 11.2$ $t = 7.72$	$\rho v = 9.4$ $t = 9.3$
$\forall d$	$v = 90$	$v = 180$	$v = 156$	$v = 132$	$v = 112$

TABLE 3.2 Impulsions et temps de collision caractéristiques des plasmas émis en face arrière de chaque matériau aux distances de collisions $d = 100 \mu\text{m}$ et $d = 600 \mu\text{m}$. Les impulsions sont en $10^5 \text{ g/cm}^2 \cdot \text{s}$ et les temps en ns. Les vitesses d'expansion de chaque type de cible est précisée en km/s.

plasma de cuivre s'est rapidement détendu sur cette distance conduisant à des densités (et donc des impulsions) plus homogènes et beaucoup plus faibles.

Un compromis doit donc être atteint pour la configuration de cible. Nous avons ici finalement choisi de privilégier les impulsions caractéristiques d'une distance de $100 \mu\text{m}$ puisque elles représentent les zones du cône soumises à la plus grande densité d'énergie laser et seront vraisemblablement des acteurs majeurs dans la collision avec des impulsions élevées (de l'ordre de $10^7 \text{ g/cm}^2 \cdot \text{s}$). Eut égard aux vitesses respectives des deux matériaux ($\sim 90 \text{ km/s}$ pour l'or et $\sim 160 \text{ km/s}$ pour le cuivre pour des intensités laser autour de $7 \times 10^4 \text{ km/s}$), les temps de collision des maxima d'impulsion se situent à environ 1.9 ns pour le cuivre et $\sim 3 \text{ ns}$ pour l'or. Afin de s'affranchir des processus de génération du jet, nous étudierons donc la propagation de jets de cuivre ($6 - 7 \mu\text{m}$) et d'or ($5 \mu\text{m}$) à des temps bien supérieurs aux temps de collision estimés.

Récapitulatif :

L'étude d'un jet de plasma produit en face arrière d'une cible permet de se dissocier de l'interaction laser/matière bien que les jets soient en conséquence moins chauds. La géométrie conique entraîne une collimation plus importante du jet ainsi que l'application d'une hypothèse d'**axisymétrie**.

La volonté de produire des jets radiatifs possédant, avant collision, une densité d'impulsion comparable nous conduit idéalement à utiliser des cônes d'**or** et de **cuivre** d'épaisseur respective **5 μm** et (**6 - 7 μm**).

3.6 Propagation du jet dans le vide

Au cours de ces trois années de thèse, nous avons réalisé plusieurs expériences, chacune visant à étudier différents processus mis en jeu depuis la génération du jet jusqu'à sa propagation dans un milieu ambiant. A cet égard, nous avons pu examiner la morphologie de

jets radiatifs, leur structure et leur dynamique temporelle grâce à l'utilisation de deux installations de puissance, LULI2000 (Ecole Polytechnique, France) et GEKKO XII (Institute of Laser Engineering, Japon). Les diagnostics implantés sur ces deux lasers sont très récurrents : nous avons principalement utilisé des diagnostics visibles afin d'observer la morphologie du jet et d'estimer sa vitesse, densité électronique et température caractéristiques. L'introduction d'un diagnostic de radiographie X (grâce au faisceau PICO2000 de l'installation LULI2000) nous a permis d'accéder aux parties denses du jet (cœur).

Dans cette partie, nous présenterons une étude visant à caractériser le jet se propageant dans le vide. Nous nous intéresserons uniquement aux instants bien supérieurs à la collision sur l'axe et ne nous attarderons pas ici aux processus d'éjection. Nous renvoyons aux sections précédentes ainsi qu'aux articles associés pour de plus amples renseignements sur cette partie de l'évolution du jet.

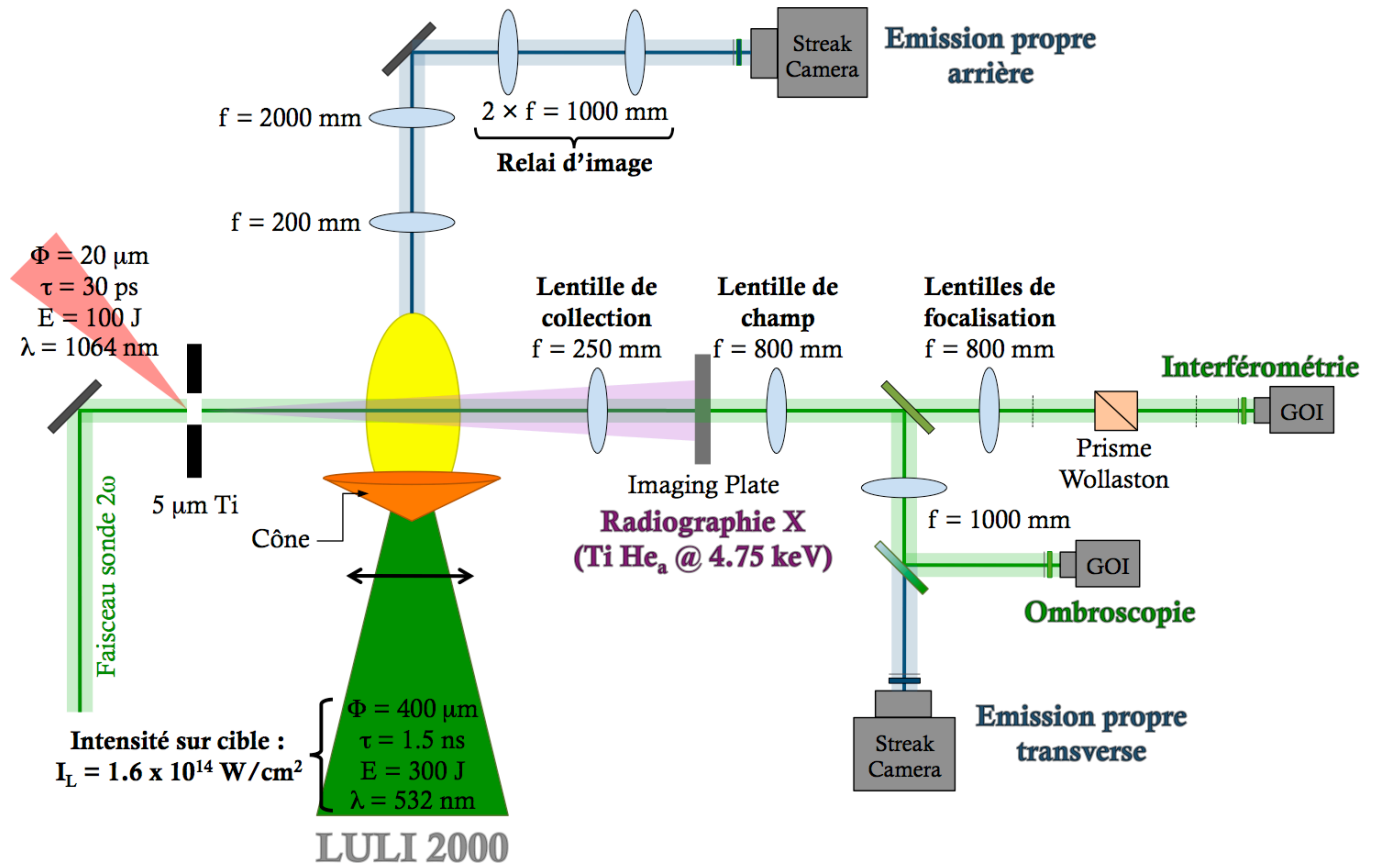


FIGURE 3.19 Configuration expérimentale utilisée sur l'installation LULI2000.

La figure 3.19 présente la configuration expérimentale adoptée durant notre première expérience d'étude de jets. Nous avons ici uniquement voulu vérifier la viabilité des jets ainsi que leur reproductibilité à travers une utilisation exclusive de cônes en cuivre de 5 µm d'épaisseur, de demi-angle d'ouverture égal à 70° et de diamètre total égal à 1.2 mm. Ces cônes sont irradiés avec une impulsion laser carrée de durée $\sim 1.5 \text{ ns}$, d'énergie $\sim 300 \text{ J}$ et de

longueur d'onde $\lambda = 527 \text{ nm}$ ($\equiv 2\omega$) focalisée en une tâche focale de $400 \mu\text{m}$ à l'aide d'une lame de phase hybride (*hybrid phase plate* en anglais). Un faisceau laser visible ($\lambda = 532 \text{ nm}$) peu énergétique ($\sim \text{mJ}$) à impulsion longue ($\sim 8 \text{ ns}$) sonde le plasma perpendiculairement à la direction de propagation et permet de diagnostiquer les zones peu denses du plasma. La symétrie cylindrique qui caractérise les jets permet l'utilisation simultanée de diagnostics visibles et de la radiographie X qui observent ainsi toute la propagation du jet dans une direction perpendiculaire à celle du jet, la radiographie X étant dans le plan équatorial, le faisceau sonde dans un plan faisant un angle de 20° avec ce plan (fig. 3.20).

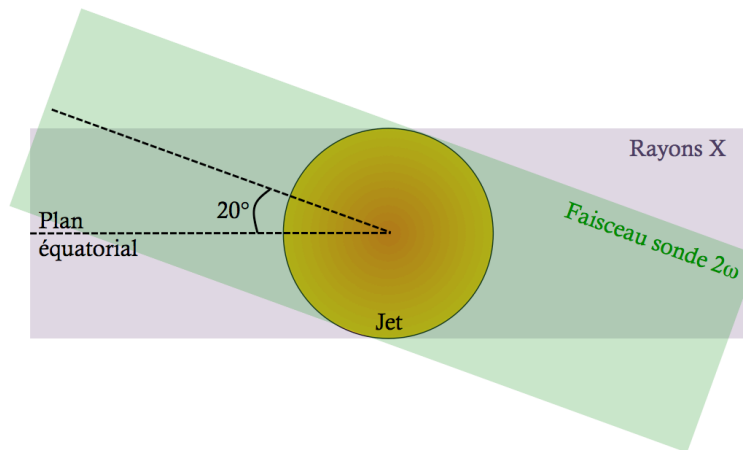


FIGURE 3.20 Séparation angulaire entre les axes des diagnostics visibles et X utilisés lors de l'expérience sur le LULI2000 en 2009.

Deux caméras à balayage de fente (ou *streak cameras* en anglais) placées parallèlement et perpendiculairement à la direction de propagation du jet mesurent l'émission propre du jet sur son axe de symétrie. Résolues en temps et en espace, l'analyse de leur enregistrement nous permettra de déduire une estimation de la vitesse du jet ainsi que de sa température équivalente de corps noir en fonction du temps.

Une caméra à temps d'intégration rapide (GOI) couplée à un système d'interférométrie, composé d'un prisme de Wollaston entouré de deux polariseurs croisés, nous permettra, après inversion d'Abel, d'obtenir un instantané 2D du profil de densité du jet. Une deuxième caméra GOI, placée en parallèle, enregistrera la transmission du faisceau sonde à travers le plasma et nous fournira une ombroscopie du jet. À l'instar de l'ombroscopie, l'introduction de la radiographie X par point projeté permettra de sonder les parties plus denses du jet, inaccessibles avec le faisceau sonde à 2ω .

3.6.1 Morphologie du jet de plasma dans le vide

L'utilisation complémentaire de diagnostics visibles 2D (comme l'ombroscopie et l'interférométrie) et de radiographie X nous donne un compte-rendu plutôt complet des caractéristiques morphologiques du jet. Elles nous fournissent également de précieuses données

quantitatives qui nous permettront par la suite de définir les premiers nombres sans dimension et en particulier le rapport d'aspect.

★ Evolution temporelle du jet

Le diagnostic d'ombroscopie associé à une GOI nous permet d'étudier le profil spatial 2D du jet. Le temps d'intégration très court de la caméra (120 ps) est bien inférieur au temps hydrodynamique (plusieurs ns) du système et nous pouvons donc considérer les images acquises comme étant des instantanés du jet. La figure 3.21 en est un exemple. Nous y présentons l'évolution de jets issus d'une part de l'expansion en face arrière d'une feuille plane de $5\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et d'autre part celle d'une cible conique de même épaisseur. Les temps d'observation sont de 20 ns après le début de l'impulsion laser. Le plasma a donc normalement eu le temps de collisionner, stagner puis de se propager sur l'axe sous la forme d'un jet.

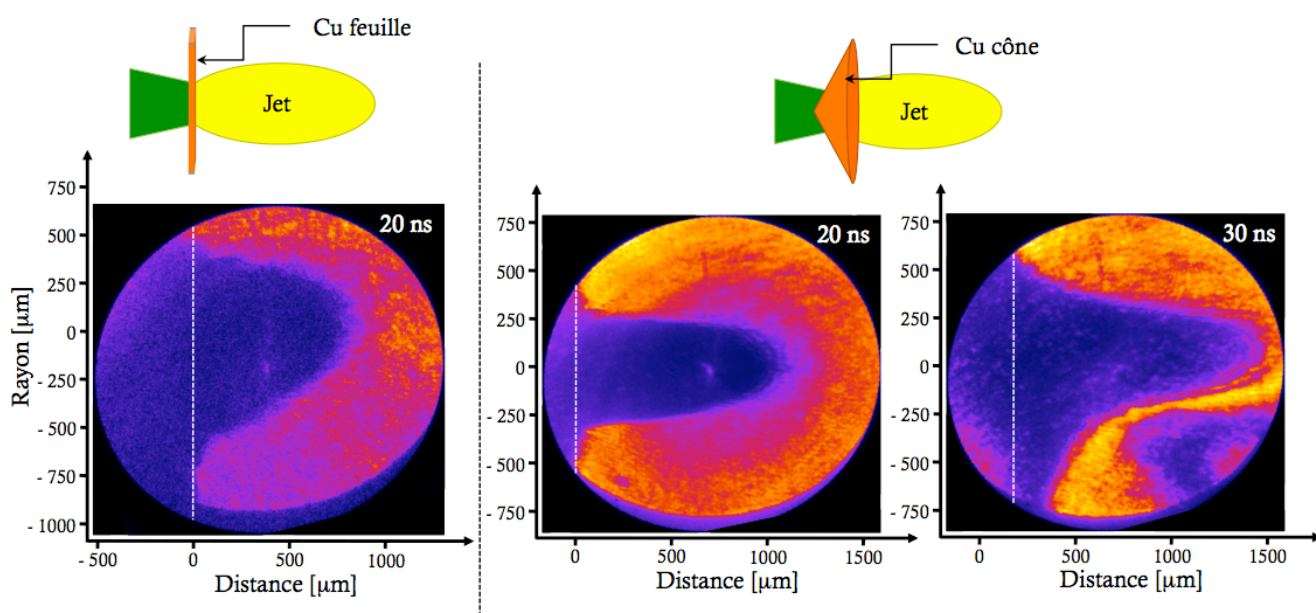


FIGURE 3.21 Ombroscopie de la propagation en face arrière d'une feuille plane (à gauche) et d'un cône en cuivre (à droite) de $5\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Pour le cas du cône, deux temps différents (20 et 30 ns après le début de l'impulsion laser) sont présentés. La ligne blanche en pointillés représente la position initiale de la cible.

Nous apercevons tout de suite, pour un même temps d'observation (20 ns) un comportement très différent du plasma selon la configuration de cible choisie

Cas d'une feuille plane L'expansion du plasma en face arrière est intimement liée à la distribution spatiale de l'impulsion laser. Théoriquement en forme de plateau, nous avons tout de même une intensité légèrement plus importante au centre induisant donc une expansion plus rapide sur "l'axe". La base du jet au bout de 20 ns est égale à $1030\ \mu\text{m}$ pour une longueur totale du jet de l'ordre de $900\ \mu\text{m}$ qui indique une expansion radiale importante non guidée se poursuivant au cours de la propagation.

Cas d'un cône Le plasma en expansion est beaucoup plus étroit et ne souffre que d'une légère variation de rayon tout le long de sa propagation. La longueur à la base du jet ($\sim 650 \mu\text{m}$) est très proche de la taille de la tâche focale ($400 \mu\text{m}$). La géométrie conique favorise donc une collimation sur l'axe plus importante.

Une simple observation directe montre que le plasma du cône semble plus rapide que le plasma de feuille plane d'environ 21 % ce qui semble confirmer l'hypothèse de départ qui supposait que la vitesse moyenne d'un jet est d'autant plus importante que l'angle de l'apex est faible. Une feuille plane est essentiellement un cône de demi-angle au sommet égal à 90° . Si l'on applique la formule 3.20 et en supposant que la vitesse matière v_{mat} est sensiblement la même dans les deux cas, le rapport des deux vitesses $v_{\text{jet}}/v_{\text{mat}}$ devrait en théorie être égale à 1.42 pour $\theta = 70^\circ$ (cône) et 1 pour $\theta = 90^\circ$ (feuille plane) soit une différence de vitesse de l'ordre de 42 %. Cette estimation est grossière puisque l'interaction laser/matière entre les deux systèmes est quelque peu différente du fait de l'angle d'incidence mais elle rend compte de la différence entre les deux schémas.

Afin de caractériser véritablement la collimation des jets de plasma, on estime généralement un nombre sans dimension, le *rapport d'aspect* **Ra** d'expression

$$\mathbf{Ra} = \frac{L_{\text{jet}}}{D_{\text{jet}}} \quad (3.22)$$

où L_{jet} et D_{jet} sont respectivement la longueur et le diamètre du jet. Nous pouvons évaluer ce paramètre associé aux deux tirs de la figure 3.21

$$\mathbf{Ra}_{\text{plane}}^{20 \text{ ns}} = 1.11 \quad \longrightarrow \quad \mathbf{Ra}_{\text{cône}}^{20 \text{ ns}} = 2.24 \quad \text{et} \quad \mathbf{Ra}_{\text{cône}}^{30 \text{ ns}} = 2.33 \quad (3.23)$$

Les jets issus de cônes sont donc *a priori* deux fois plus collimatés que les jets issus de feuilles planes pour un même temps. On admet néanmoins plusieurs sources d'erreur possibles pouvant affecter la qualité de mesure des longueurs :

- La qualité de l'image d'ombroscopie, quoique correcte, est cependant bruitée à cause de l'inhomogénéité d'éclairement du faisceau sonde
- La détermination de l'origine des mesures, *ie.* la position initiale du cône, est parfois incertaine. Elle repose essentiellement sur l'ombre perçue par le diagnostic. Une position rigoureuse nécessite un faisceau sonde absolument perpendiculaire à la direction de propagation. Toute déviation entraîne donc une erreur équivalente. Due à la difficulté d'installation du faisceau sonde transverse (faisant un angle de 20° avec le plan équatorial), nous considérons dans notre cas une erreur maximale possible de quelques degrés ($\sim 1^\circ$ à 2°). Cette erreur peut néanmoins se réduire en prenant, à chaque tir, une image de référence montrant l'origine de la cible.
- L'observateur qui réalise une estimation qualitative propre des longueurs L_{jet} et D_{jet} .

Eut égard aux sources potentielles d'erreur, nous estimons une erreur sur la mesure des longueurs pouvant atteindre au maximum $30 \mu\text{m}$ soit environ 5 % dans la situation présentée sur la figure 3.21 (dans le pire des cas, sur le diamètre du cône de cuivre observé à 20 ns).

En partant de la définition du rapport d'aspect (équation 3.22) et en supposant que l'erreur introduite est exprimée selon la relation

$$\Delta \mathbf{Ra} = \mathbf{Ra} \left(\frac{\Delta L_{jet}}{L_{jet}} + \frac{\Delta D_{jet}}{D_{jet}} \right) \quad (3.24)$$

nous obtenons en conséquence une erreur maximale sur le calcul de \mathbf{Ra} de l'ordre de $\Delta \mathbf{Ra} \approx 10-15\%$. Cette méthode logarithmique typique d'estimation de l'erreur produite sera ensuite utilisée tout au long du manuscrit en partant des définitions de chaque grandeur mesurée.

★ Mesure de la densité du jet ρ_{jet}

Le diagnostic d'ombroscopie est un outil précieux pour étudier la morphologie du jet au cours de sa propagation mais il possède un inconvénient important. Il ne permet de sonder la matière que jusqu'à une certaine densité électronique dite *de coupure* n_e^* prenant en compte les processus de réfraction et d'absorption et qui, dans notre cas est de l'ordre de $0.033 n_c$ avec n_c la densité critique caractéristique du faisceau sonde (cf. section 2.2.1.2). Pour $\lambda = 532$ nm, cette densité de coupure est typiquement de l'ordre de $1.32 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Au-delà de cette densité, le diagnostic d'ombroscopie ne fournit aucune information sur le plasma. La radiographie X peut nous aider à pallier ce problème.

Pour pouvoir utiliser la méthode exposée dans le chapitre 2, l'énergie du rayonnement X doit être soigneusement sélectionnée et surtout la plus monochromatique possible. Une radiographie X nécessite un bon contraste, *i.e.* le rapport entre l'intensité transmise et l'intensité absorbée doit être suffisant pour pouvoir en déduire une estimation fiable de la densité. Le site CXRO basé sur les tables de Henke [102] nous permet d'étudier la transmission du cuivre dans les conditions expérimentales présentées au paragraphe précédent. Nous regarderons en particulier les conditions du plasma au temps $t = 20$ ns qui est l'instant le plus observé. Les simulations numériques hydrodynamiques réalisées avec MULTI nous fournissent un ordre de grandeur de la densité du plasma que l'on devrait théoriquement obtenir à cet instant si l'on étudiait un plasma de cuivre en expansion en face arrière d'une cible plane.

La figure 3.22 présente l'évolution spatiale de la densité massique 20 ns après l'impulsion laser d'un plasma produit par l'irradiation d'une feuille mince de $5 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Nous avons appliqué à la simulation les conditions expérimentales ($I_{laser} = 1.6 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, $\tau = 1.5$ ns et $\Phi = 400 \mu\text{m}$). A cet instant, la densité maximale du plasma en expansion est de l'ordre de 0.088 g.cm^{-3} . Bien entendu, à cet instant, les plasmas produits en face arrière des parois de cuivre du cône ont déjà collisionné et la densité sur l'axe attendue doit être beaucoup plus élevée. Afin d'étudier plus justement le cas d'un plasma de cuivre comprimé sur l'axe, nous estimerons également dans un premier temps un taux de compression de 4 (compression théorique maximale dans le cas d'un choc hydrodynamique) soit une densité équivalente d'environ 0.352 g/cm^3 . La simulation 1D, qui ne permet pas l'introduction d'une géométrie conique et donc l'observation d'une collision, nous donne néanmoins un point de départ (à un ordre de grandeur près) quant à la densité à sonder dans le plasma.

Une méthode permettant de contourner la restriction majeure apportée par la géométrie 1D de nos simulations reviendrait à regarder la densité maximale atteinte lorsque le plasma

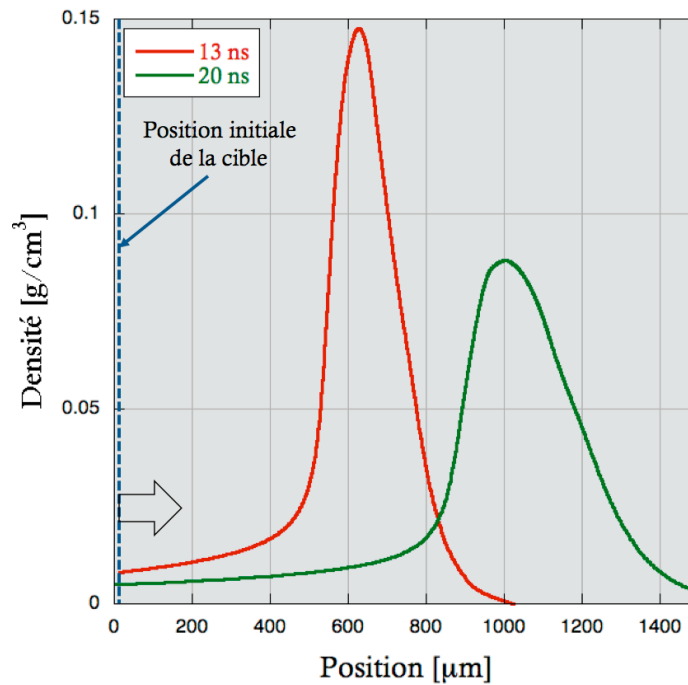


FIGURE 3.22 Distribution spatiale de la densité massique, 13 ns et 20 ns après l’impulsion laser, d’un plasma produit suite à l’irradiation d’une feuille mince de $5\text{ }\mu\text{m}$ d’épaisseur. Ces résultats sont issus de simulations 1D réalisées avec MULTI.

en expansion libre dans le vide s’est propagé de $600\text{ }\mu\text{m}$. On rappelle que, selon l’étude commencée dans la section 3.5, il s’agit de la distance maximale parcourue par un plasma de cuivre (produit par les ailes de la tâche focale) avant d’entrer en collision sur l’axe. Nous présentons ainsi en complément sur la figure 3.22, le profil obtenu 13 ns après le temps laser. A cet instant, la densité est maximale à $600\text{ }\mu\text{m}$ et prend une valeur avoisinant 0.15 g/cm^3 .

La figure 3.21 nous fournit une estimation de la longueur de plasma que le rayonnement X devrait traverser. Pour $t = 20\text{ ns}$, le plasma s’est détendu radialement de $650\text{ }\mu\text{m}$. En supposant que le jet est symétrique, le rayonnement X traverse au maximum $600\text{--}700\text{ }\mu\text{m}$. Les transmissions d’un plasma dans les conditions envisagées ($\rho = 0.088\text{ g.cm}^{-3}$, $\rho = 0.15\text{ g.cm}^{-3}$ et $\rho = 0.352\text{ g.cm}^{-3}$ pour $e = 600\text{ }\mu\text{m}$) issues de CXRO sont présentées dans la figure 3.23. Pour la raie He_α du titane d’énergie égale à 4.75 keV , que nous avons souvent utilisée comme source X pour la radiographie durant nos expériences, la transmission est respectivement de $\sim 32\%$ pour $\rho = 0.088\text{ g.cm}^{-3}$, $\sim 14\%$ pour $\rho = 0.15\text{ g.cm}^{-3}$ et $\sim 2\%$ pour $\rho = 0.352\text{ g.cm}^{-3}$. La transmission chute donc fortement avec la densité (au minimum d’un facteur 2) et devrait donc nous donner un contraste raisonnable selon les différentes zones du gradient. Néanmoins, l’étude suppose ici une densité homogène sur $650\text{ }\mu\text{m}$ ce qui n’est vraisemblablement pas le cas. Le cœur, plus dense et inaccessible avec l’ombroscopie, se situe probablement sur des distances plus faibles. Les valeurs présentées ici le sont donc à titre indicatif mais elles laissent présager des radiographies caractérisées par un cœur relativement absorbant entouré d’un gradient de densité de plus en plus transparent

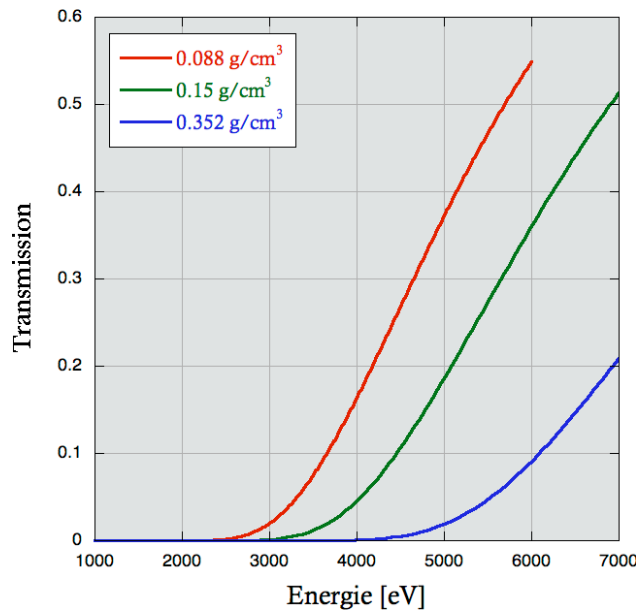


FIGURE 3.23 Transmission d'un plasma de cuivre d'épaisseur $\sim 600 \mu\text{m}$ et de densité respective 0.088 g/cm^3 , 0.15 g/cm^3 et 0.352 g/cm^3 exprimée en fonction de l'énergie de photon en eV.

Source : CXRO

à mesure que l'on s'éloigne de l'axe. Expérimentalement, la source de notre radiographie était produite en irradiant une feuille de titane de $5 \mu\text{m}$ d'épaisseur avec le faisceau laser impulsifnel PICO2000 ($\sim 100 \text{ J}$, $20 \mu\text{m}$, 30 ps à ω).

Nous présentons dans la figure 3.24 une radiographie d'un jet de cuivre 12 ns après le temps laser⁹. L'information initialement stockée sous forme de valeurs QL (*Quantum Levels*) est transformée en quantité PSL qui renseigne directement sur l'intensité radiative transmise par le plasma. Après estimation de l'intensité initiale I_o de la source, nous pouvons en déduire la transmission du plasma de cuivre à 4.75 keV. Cette transmission est directement reliée à la densité massique à travers la loi de Beer-Lambert

$$T = \frac{I}{I_o} = \exp(-\mu \rho e) \quad \text{avec} \quad \mu = 2 r_o \lambda f \quad (3.25)$$

où μ est la section efficace de photoabsorption ou coefficient d'absorption (en cm^2/g), r_o le rayon classique de l'électron et λ la longueur d'onde. Les coefficients de diffusion atomique f sont basés sur des mesures de photoabsorption d'éléments dans leurs états fondamentaux. La modélisation de la matière condensée repose sur l'hypothèse que les particules qui la composent se comportent de manière indépendante les unes par rapport aux autres vis-à-vis de la lumière incidente. Cette hypothèse est en général valide pour des énergies suffisamment

9. Bien que l'instant de propagation du jet le plus récurrent soit 20 ns après le temps laser, l'instabilité du faisceau PICO2000 ne nous a souvent pas permis d'obtenir une radiographie de qualité. Nous présentons ici une des meilleures radiographies obtenues bien que l'instant d'observation soit plus tôt.

éloignées des seuils d'absorption. Dans le cas d'énergies très proches des seuils d'absorption, l'état spécifique de la matière est important et sa caractérisation nécessite des mesures directes. Dans le cas qui nous concerne, nous utiliserons le coefficient d'absorption fourni par les tables de Henke [102] : $\mu_{Cu} = 215.17 \text{ cm}^2/\text{g}$.

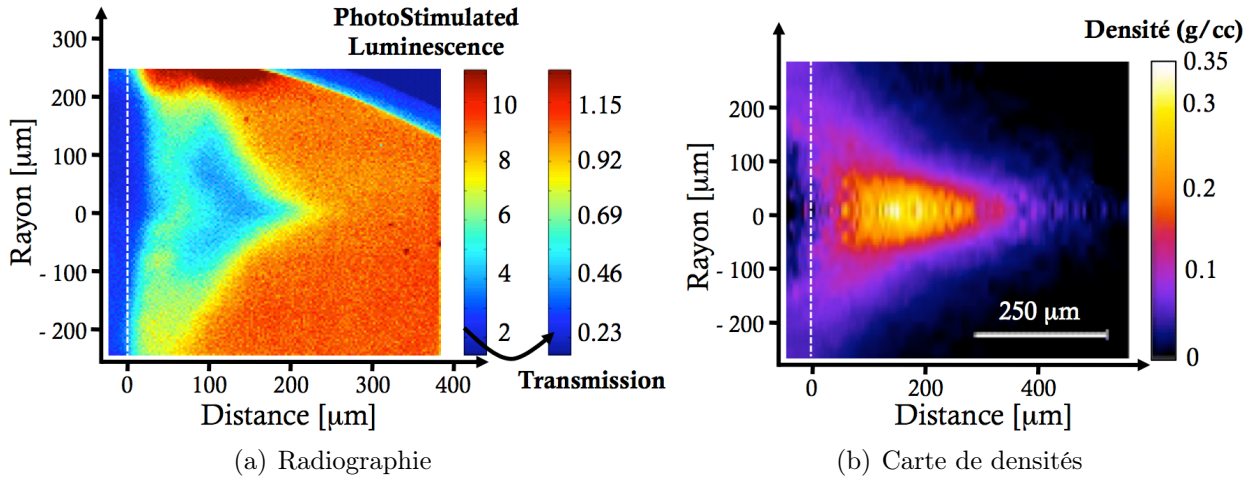


FIGURE 3.24 Radiographie X (Ti He_α à 4.75 keV) ainsi que la carte de densité d'un jet de cuivre de 5 μm d'épaisseur, 12 ns après l'impulsion laser. La ligne blanche en pointillés représente la position initiale de la cible.

En admettant une axisymétrie du jet, nous pouvons réaliser une inversion d'Abel selon la méthode présentée dans la section 2.2.3.2 et obtenir une estimation de la densité massique du jet (figure 3.24). L'évolution du jet est typique d'une expansion radiale : le cœur du jet très dense est concentré sur l'axe de propagation et est entouré d'un plasma moins dense au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'axe. Cette structure induit un gradient de pression qui conduit le plasma à se détendre et réduit en conséquence la collimation du jet.

La figure 3.24 nous montre un jet de diamètre $\sim 450 \mu\text{m}$, inférieur aux estimations de longueur traversée par les rayons X que nous avons supposée dans le paragraphe précédent ($\sim 600 - 700 \mu\text{m}$). Cette dernière distance, mesurée grâce à un diagnostic d'ombroscopie, rend compte des densités plus faibles de plasma que les rayons X traversent sans difficulté. Le jet est donc composé d'une zone dense de diamètre maximum à la base égal à $\sim 450 \mu\text{m}$ mais il est vraisemblablement entouré d'un plasma beaucoup plus dense et plus large ($\sim 600 - 700 \mu\text{m}$) que la radiographie ne permet pas de distinguer. Une utilisation complémentaire de l'ombroscopie/interférométrie et de la radiographie X nous permet donc d'obtenir des cartes de densités pour toutes les régions du jet (cœur et périphérie du jet).

La densité du cœur est beaucoup plus élevée que ne laissaient prévoir les simulations numériques 1D. Elle atteint environ 0.35 g/cm^3 soit environ 2.2 fois la densité déterminée au même instant en 1D (à $t = 12 \text{ ns}$ la densité maximale du cuivre est $\sim 0.16 \text{ g.cm}^{-3}$). La raison est que les simulations 1D supposent une expansion du jet dans le vide alors que dans notre géométrie conique, les plasmas en expansion rentrent rapidement en collision faisant brusquement augmenter la densité sur l'axe qui va absorber jusqu'à $\sim 50 \%$ des rayons X.

Ces mesures nous donnent un renseignement supplémentaire sur la morphologie du jet et s'ajoute au rapport d'aspect déjà calculé. Néanmoins, il est nécessaire de modérer nos propos concernant la fiabilité d'une telle mesure. En effet, le traitement d'une telle radiographie repose sur l'utilisation de la loi de Beer-Lambert (équation 3.25) et apporte son lot d'approximations/hypothèses très contraignantes :

- Le **coefficient d'absorption** μ que nous avons utilisé est caractéristique du cuivre “froid” (\equiv à température ambiante). L'utilisation d'une telle valeur ne tient pas compte des éventuelles modifications dues au chauffage et peut donc être sources d'importantes erreurs. Toutefois, la température du plasma très modérée ($h\nu \gg kT$) et l'utilisation d'une source d'énergie éloignée des fronts d'absorption ne semble pas engendrer de modification significative du coefficient μ (hypothèse vérifiée par des simulations avec FLYCHK¹⁰).

- La mesure de la **transmission** est fortement liée à l'uniformité spatiale de la source. Une source inhomogène rend plus difficile une estimation fiable de la densité. Cela a été souvent le cas lors de notre expérience où l'intensité de la source n'était pas toujours uniformément répartie. Pour reprendre la figure 3.24, nous voyons que certaines parties dans le coin supérieur gauche de la radiographie ont une transmission supérieure à 1 ce qui n'est pas physique mais résulte de notre calibration du détecteur. Cette partie de l'IP a donc été soumise à une dose plus importante de rayons X. Il est délicat de savoir si aucune autre zone de l'IP (surtout la zone de propagation du jet) n'a pas été également soumise à une dose plus ou moins faible de rayonnement et l'estimation de ρ s'en trouve *a priori* affectée. La présence d'électrons rapides et de rayonnements parasites peuvent encore dégrader la qualité du faisceau sonde X. L'implantation de systèmes de protection comme des aimants et un “nez” de plomb en amont de l'IP ont remédié en partie à ce problème mais ont diminué un peu la quantité de photons perçus.

- L'hypothèse d'**axisymétrie** ou de **symétrie cylindrique** est indispensable pour pouvoir extraire des cartes de densités à partir des radiographies obtenues. La géométrie des cibles semble être favorable à une telle symétrie mais aucune certitude absolue ne peut être obtenue puisque tous les diagnostics visibles sont unidirectionnels. Bien que nous utilisions des cônes comme cibles principales, une mauvaise irradiation de la cible (à cause de surintensités dans le faisceau par exemple) ou une erreur d'alignement peuvent induire une vitesse plus élevée dans une zone particulière du plasma en expansion et déplacer la zone de collision, perturbant donc irrémédiablement la symétrie du jet. Il est possible d'inclure lors de l'inversion d'Abel des options pouvant prendre en compte certains écarts de symétrie mais ils présentent toujours des problèmes de discontinuités sur l'axe. Cela est d'autant plus vrai que les gradients de densités sont forts.

Récapitulatif :

La comparaison de cibles planes et coniques met en évidence l'importante influence de la **géométrie** sur la collimation du jet.

L'utilisation complémentaire de diagnostics **visibles** (ombroscopie) et **X** (radiographie) permet de sonder différentes zones du jet.

10. Site Web : <http://nlte.nist.gov/FLY/>

★ Mesure de la vitesse de propagation du jet v_{jet}

Le diagnostic d'ombroscopie peut nous fournir une estimation de la vitesse moyenne du jet v_{jet} d'autant plus fiable si la configuration expérimentale permet l'implantation de deux ombroscopies à deux temps différents. Nous avons néanmoins préféré nous en abstenir afin d'éviter d'alourdir le schéma expérimental et donc d'augmenter les erreurs de mesure. La mesure de l'émission propre est un moyen complémentaire de mesurer la vitesse du jet.

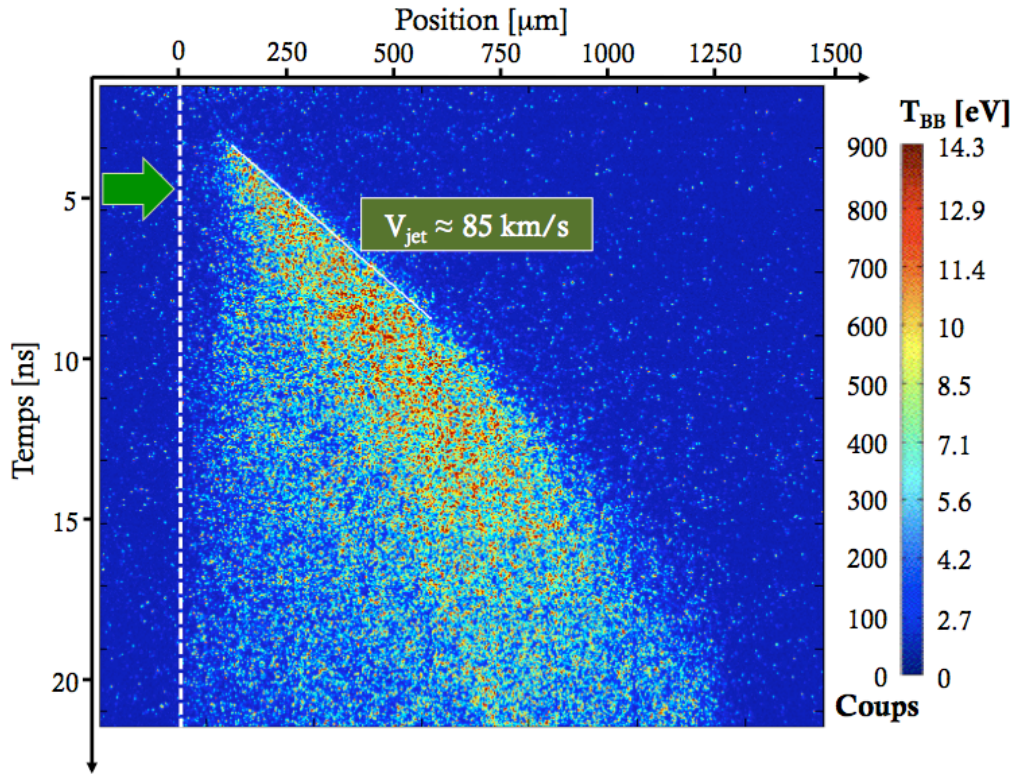


FIGURE 3.25 Emission propre transverse 1D résolue en temps du plasma situé sur l'axe de propagation du jet. La ligne blanche en pointillés correspond à la position initiale de la cible et la propagation se réalise de gauche à droite. L'acquisition débute 1.5 ns après le début de l'impulsion laser.

Nous présentons dans la figure 3.25 l'émission propre résolue en temps et en espace d'un plasma issu d'un cône de cuivre. L'observation se déroule entre 1.5 ns et 21.5 ns. Afin de permettre une estimation future de la température électronique, nous avons placé devant la caméra à balayage de fente un filtre interférentiel bleu à bande étroite ($\lambda_o = 450 \text{ nm} \pm 15 \text{ nm}$) qui limite le spectre conformément à la mesure de la température de brillance. Un filtre neutre ND1 a été rajouté pour réduire le signal à un niveau raisonnable sur la fente de la caméra et éviter la saturation.

Nous observons la propagation d'un jet de plasma assez émissif au cours du temps. La vitesse moyenne du front émissif semble être plutôt constante et est de l'ordre de $85 \pm 5 \text{ km/s}$. La zone émissive est de plus en plus large au cours du temps et peut atteindre

$\sim 420 \mu\text{m}$ autour de 12 ns. Au bout d'environ 20 ns, l'émission propre semble s'atténuer dans cette gamme de longueurs d'onde. Le plasma est alors caractérisé par des températures électroniques plus faibles dues aux pertes d'énergie d'origine principalement radiative (\equiv Bremsstrahlung).

★ **Estimation de la température électronique du jet T_{jet}**

La mesure de l'émission propre du plasma permet aussi de déduire la température électronique du jet. Nous présentons dans la figure 3.26 l'évolution du rayonnement compris dans la gamme de longueur d'onde ($\lambda_o = 450 \text{ nm} \pm 15 \text{ nm}$) émis par le plasma situé dans le plan équatorial pendant 50 ns et mesuré par le diagnostic de face arrière.

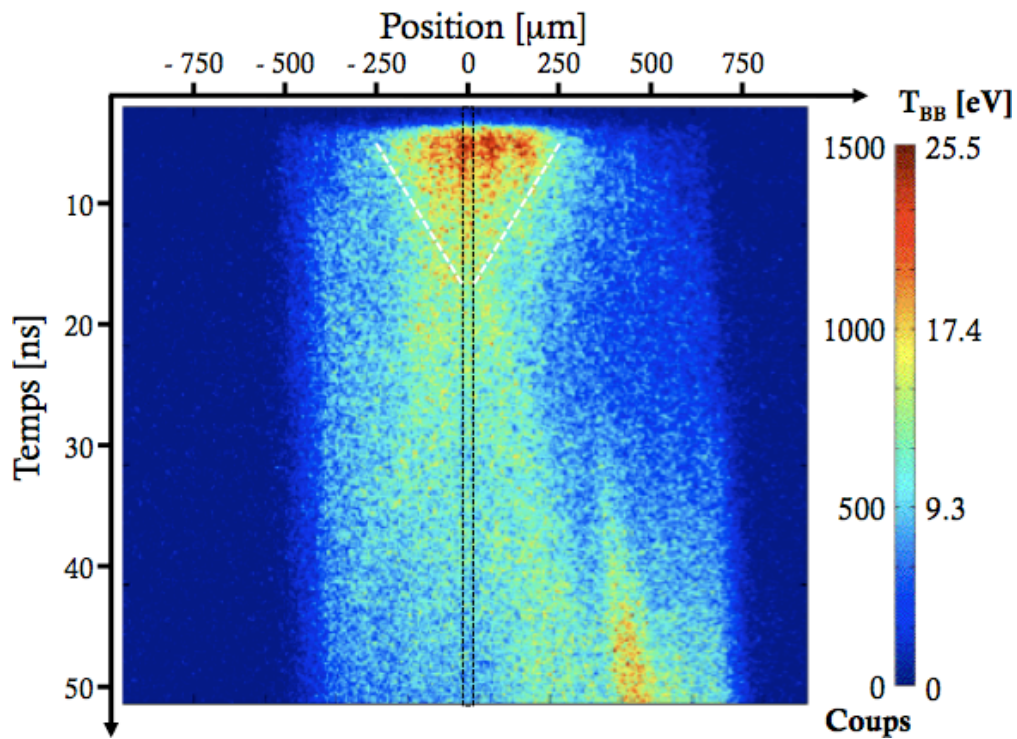


FIGURE 3.26 Emission propre face arrière résolue en temps du plasma situé dans le plan équatorial. L'observation commence 2 ns après le début de l'impulsion laser.

Dès le début de l'observation, soit quelques nanosecondes après l'impulsion laser, l'expansion radiale du jet est environ égale à $550 \mu\text{m}$ ce qui semble être cohérent avec la largeur à la base du jet de la figure 3.21. L'émission semble plus se rétrécir au cours du temps ce qui pourrait à première vue indiquer que les parties externes du jets, moins denses, se refroidissent rapidement au fur et à mesure de sa propagation, ne laissant que le cœur du jet encore chaud. Cela ne semble néanmoins pas perdurer puisque dès ~ 20 ns, l'émission décroît rapidement, indiquant un refroidissement important du cœur. Ces allégations sous-entendent néanmoins que le cocon peu dense qui entoure le cœur du jet est transparent à son rayonnement ce qui n'est pas vérifiable ici. Il est donc nécessaire de s'appuyer sur un diagnostic

d'interférométrie qui rendra compte de la densité électronique de cette partie moins dense ainsi que des gradients de densités.

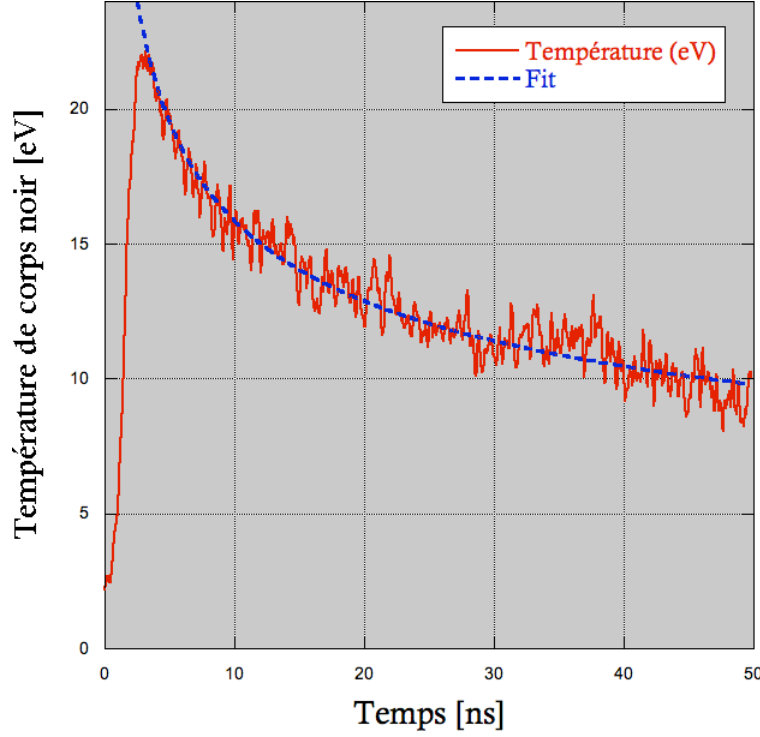


FIGURE 3.27 Estimation de la température de corps noir observée sur l'axe de symétrie lors de la propagation d'un jet issu d'un cône cuivre de $5 \mu\text{m}$ d'épaisseur. La zone étudiée est celle délimitée par un rectangle noir en pointillés sur la figure 3.26. Le fit réalisé est directement issu de l'équation 3.27.

Nous pouvons réaliser à partir de cette émission une première estimation de la température électronique. Pour cela, nous avons accompli la calibration en température du diagnostic d'émission propre selon la méthode explicitée dans la section 2.1. Elle nous fournit la correspondance entre la température de corps noir équivalente et le nombre de coups perçus par la caméra à balayage de fente. Hormis pour les faibles températures ($< 2 \text{ eV}$) qu'elle ne vérifie pas, cette courbe peut être approximée par une simple relation linéaire dont on rappelle l'expression

$$N_{\text{coups}} = 61.955 \times T_{[\text{eV}]} - 78.741 \quad (3.26)$$

Si nous réalisons, une coupe longitudinale du jet sur son axe de symétrie (sélection sur la figure 3.26), nous obtenons la courbe 3.27 présentant l'évolution de la température axiale au cours du temps. Quelques nanosecondes après l'impulsion laser, la température augmente fortement pour atteindre son maximum pour ce tir ($T_{\text{jet}} \approx 22 \pm 4 \text{ eV}$). Cette température est probablement atteinte au moment de la collision de tous les plasmas de “feuilles fines” en expansion. A ce moment-là la densité est la plus élevée et le plasma n'a pas encore eu le temps de refroidir. Plusieurs nanosecondes après la collision, le plasma stagne puis se propage

sous la forme d'un jet. Le refroidissement thermique (par conduction thermique) et radiatif a alors le temps de se mettre en place et conduit, parallèlement à l'expansion du jet, à un refroidissement du cœur. La température se met alors à diminuer régulièrement au cours du temps selon une loi de puissance de la forme

$$T_{[\text{eV}]} = 31.56 \times t_{[\text{ns}]}^{-0.29897} \quad (3.27)$$

Cette estimation de la température électronique peut être sujet à controverse car elle suppose, en plus d'une hypothèse de corps noir, un gradient très raide. Dans le cas contraire, il faut alors tenir compte de l'absorption dans le gradient. L'estimation de la température équivalente de corps noir dans la direction perpendiculaire à la direction de propagation peut lever partiellement le problème, le gradient de densité y étant moins étendu radialement. Nous avons réalisé la calibration du système optique transverse couplée à la caméra à balayage de fente (cf. section 2.1.1). A l'instar de la face arrière, une relation linéaire a pu être extraite

$$N_{\text{coups}} = 68.792 \times T_{[\text{eV}]} - 86.58 \quad (3.28)$$

En se référant à la figure 3.25, cela équivaldrait à une température maximale du jet de l'ordre de ~ 14.3 eV (± 3 eV). Cette valeur est bien inférieure à celle déduite de la SOP arrière ($T \approx 22$ eV). Cette différence résulte très probablement du gradient de densité qui se propage depuis le début de la cible vers le jet. La matière entourant le jet (et formant le cocon) est optiquement fine à son rayonnement et chacune de ses parties participent à l'émission mesurée par la caméra d'où la surestimation en face arrière.

Récapitulatif :

L'observation de l'émission propre (SOP) permet de remonter à une **température équivalente de corps noir** du plasma. L'apparente disparité de cette valeur dans les directions transverse (~ 14.3 eV) et arrière (~ 22 eV) suppose des gradients de densités importants ainsi qu'un caractère optiquement mince de certaines zones du jet.

3.6.2 Etude de l'influence de Z sur la propagation

Nous avons dans la section 3.6.1 observé la morphologie du jet grâce à un ensemble de diagnostics visibles et X. Nous allons maintenant nous intéresser aux effets radiatifs induits par un changement de matériau et à leur possible influence sur la collimation du jet.

Cette étude fut réalisée lors d'une campagne sur l'installation GEKKO XII (Institute of Laser Engineering, Université d'Osaka, Japon) en Janvier 2010. La configuration expérimentale est présentée dans la figure 3.28. L'accent est mis, dans cette expérience sur les diagnostics visibles ; l'installation ne possédant pas de faisceau laser suffisamment court et intense pour produire une source X de qualité.

Au cours de cette expérience, nous avons irradié l'apex de cibles coniques avec 5 faisceaux laser de l'installation, délivrant ainsi au total ~ 500 J d'énergie à 3ω ($\lambda = 351$ nm) dans une impulsion gaussienne de 500 ps et sur une tâche focale gaussienne de 600 μm . Un second

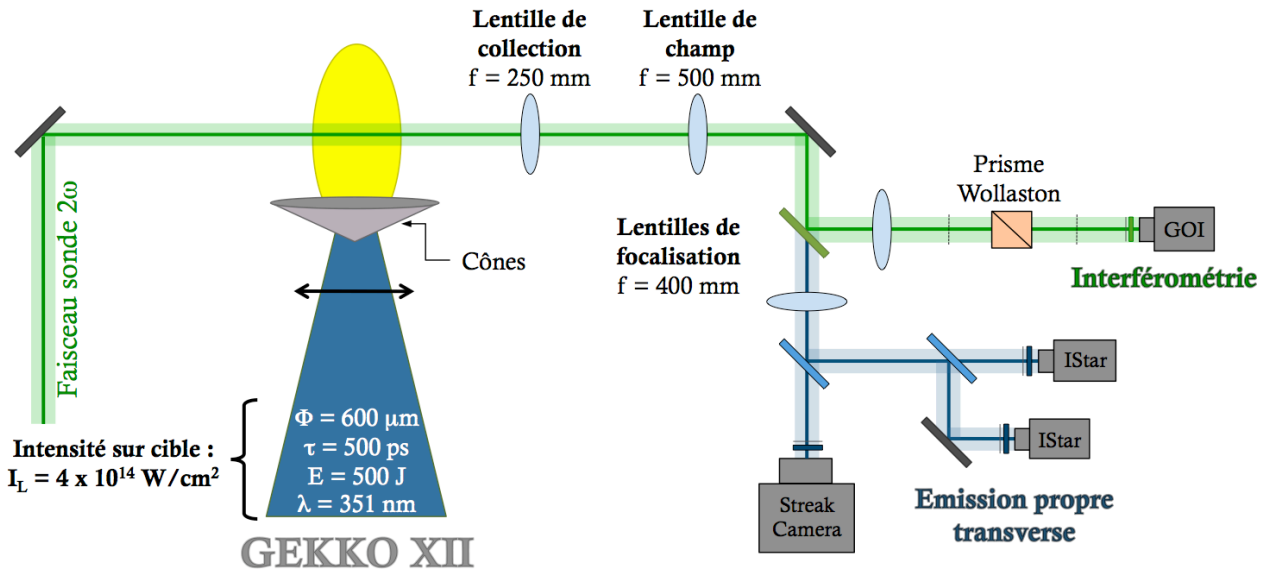


FIGURE 3.28 Configuration expérimentale utilisée en Janvier 2010 sur l'installation GEKKO XII.

faisceau, moins énergétique ($\sim \text{mJ}$) mais d'impulsion plus longue (20 ns) et de longueur d'onde $\lambda = 532 \text{ nm}$, sonde le jet dans une direction perpendiculaire à sa direction de propagation. Le retard maximal observé est de 70 ns. Les cibles coniques étaient principalement composées de $5 \mu\text{m}$ de cuivre et de $5 \mu\text{m}$ d'or. Elles étaient également toutes caractérisées par un demi-angle θ au sommet de 70° et un diamètre à la base de 1.2 mm. D'autres angles de cônes d'or étaient envisagées ($\theta = 60^\circ$ et 80°) mais nous avons ici préféré privilégier l'étude de la morphologie et de la collimation du jet en fonction du matériau plutôt que d'ajouter une condition initiale supplémentaire.

Nous retrouvons dans cette expérience les diagnostics d'ombroscopie et d'émission propre résolus spatio-temporellement (SOP). Nous rappelons que ces diagnostics nous permettent d'accéder à la morphologie du jet, à sa vitesse moyenne v_{jet} ainsi qu'à son émission propre selon une direction privilégiée (généralement l'axe de symétrie). La nouveauté de cette configuration expérimentale consiste en l'implantation de deux diagnostics d'émission propre 2D instantanée. Ces diagnostics collectent le rayonnement émis par le plasma dans la gamme de longueurs d'onde $\lambda_o = 450 \text{ nm} \pm 10 \text{ nm}$. Nous avons réussi à mettre en place deux diagnostics de ce type à deux retards différents, nous permettant de suivre l'évolution de la morphologie et de l'émission au cours du temps.

L'interférométrie a également était mise en place dans cette expérience. Ce diagnostic repose sur l'utilisation d'un prisme de Wollaston couplé à un détecteur (GOI ou caméra à balayage de fente) afin d'évaluer la densité électronique du plasma, inférieure à la densité de coupure énoncée dans la section précédente ($n^* \approx 4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$).

Les principaux résultats issus de cette campagne de tirs sont présentés dans la figure 3.29. Les colonnes montrent respectivement les interférogrammes mesurés 50 ns après le temps laser, l'évolution de l'émission propre (résolue en temps) le long de l'axe de symétrie

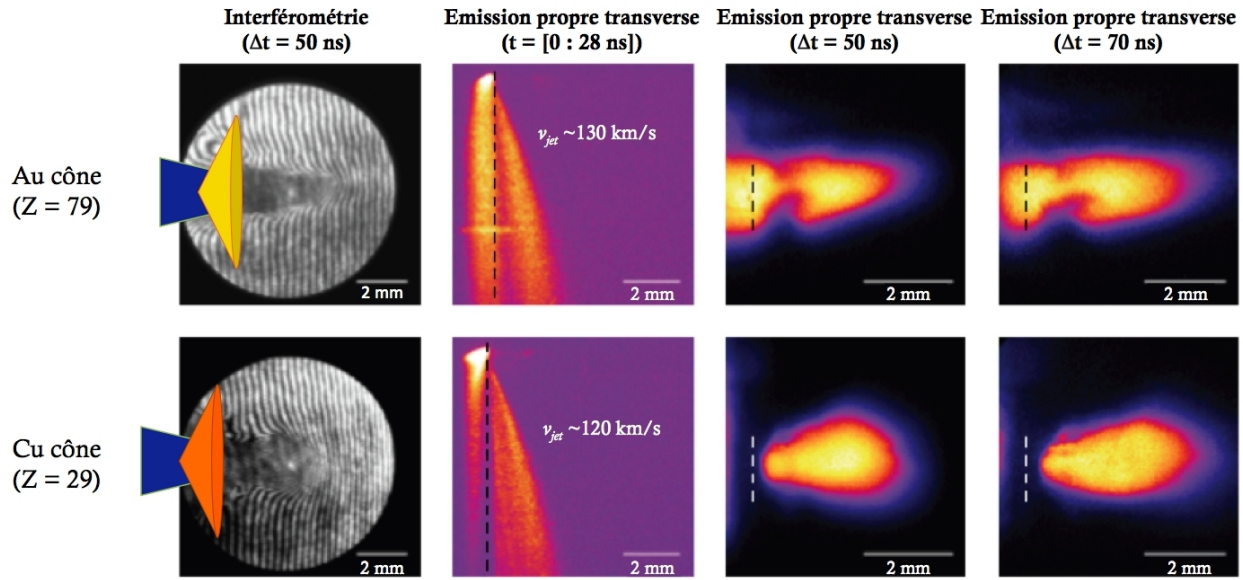


FIGURE 3.29 Principaux résultats obtenus lors de la campagne *Jets* sur GEKKO XII. Sont représentées les données respectives des deux types de cibles : cônes d’or et de cuivre, tous deux de $5\ \mu\text{m}$ d’épaisseur. Les cônes d’aluminium ne sont pas représentés ; leur épaisseur étant trop fine, les “jets” produits n’ont pas véritablement de signification physique. Chaque ligne en pointillés marque la position initiale de la cible. Les échelles de couleur ne sont pas identiques mais ont été ajustées pour avoir le plus de contraste possible pour chaque image.

du jet durant les 28 premières nanosecondes de la vie du jet ainsi que l’émission propre instantanée 50 ns et 70 ns respectivement après le temps laser.

Dans chacune de ces mesures d’émission propre, une région sombre peu émissive est observée proche de la cible. Elle est vraisemblablement due à l’absorption de la lumière émise du plasma par le porte-cible.

L’émission propre 2D ainsi que l’interférométrie fournissent des informations intéressantes concernant la morphologie du jet, très différente d’un matériau à l’autre

- Dans le cas des **cônes d’or**, le plasma semble beaucoup plus concentré sur l’axe avec un cœur dense et une tête de jet beaucoup plus étroite en forme de flèche. Une estimation de l’angle d’ouverture au sommet de cette flèche est autour de 26° . Le plasma à la tête y est peu dense (\rightarrow décalage de franges) et très chaud. Cette tête est entourée d’un “cocon” de plasma peu dense mais relativement chaud. Il semblerait qu’il existe après la tête massive très émissive, une zone plus étroite. Cette zone est plus froide mais assez dense. Il pourrait s’agir d’une zone de refroidissement située derrière le front plus chaud.

- Les **cônes en cuivre** au contraire semblent avoir une expansion radiale qui ne cesse de croître au cours du temps. Le cœur du jet a plutôt une forme “ovoïde” et s’entoure d’un plasma moins dense mais assez émissif. On n’observe aucune zone plus froide derrière la tête du jet.

Grandeurs	Au à 50 ns	Au à 70 ns	Cu à 50 ns	Cu à 70 ns
Longueur L_{jet}	3.7 mm	4.22 mm	3.64 mm	4.07 mm
Diamètre à FWHM D_{jet}	1.82 mm	1.82 mm	2.11 mm	2.04 mm
Vitesse \bar{v}_{jet}	130 km/s	130 km/s	120 km/s	120 km/s
Rapport d'aspect Ra	2.04	2.3	1.72	2
Angle d'ouverture α	26°	40°	76°	48°

TABLE 3.3 Grandeurs caractéristiques des jets d'or et de cuivre à $t = 50$ ns et 70 ns.

Nous présentons dans le tableau 3.3 les grandeurs caractéristiques des jets exposés dans la figure 3.29. Nous voyons que les jets d'or sont sensiblement plus collimatés que les cônes de cuivre pour un même temps. Les cônes d'or semblent rester relativement bien collimatés sur l'axe sur des temps hydrodynamiques assez longs (≥ 70 ns). Les vitesses observées pour les cônes de cuivre sont environ 1.5 plus importantes que celles obtenues sur l'installation LULI2000, cela étant vraisemblablement dû à l'augmentation de l'intensité du laser incident ($I_{ILE}/I_{LULI} \approx 2.5$). Elles restent néanmoins inférieures aux vitesses des jets d'or ce qui peut surprendre. La raison la plus probable réside dans les fluctuations d'énergie laser et aux difficultés d'alignement qui faussent notre estimation de l'intensité réelle sur cible. Un point particulièrement intéressant est l'angle d'ouverture des jets. Celui-ci semble beaucoup plus faible pour les cônes d'or que pour les cônes de cuivre, témoignant d'une apparente collimation plus importante. La variation de cet angle d'ouverture est croissante pour l'or et décroissante pour le cuivre, témoignant d'une évolution opposée de la vitesse d'expansion radiale des deux matériaux. Dans le cas de l'or en particulier, la raison peut provenir d'une chute de la température du cœur du jet au cours de sa propagation. L'énergie thermique interne n'est plus évacuée de manière efficace par le rayonnement, conduisant alors à "l'éclatement" du jet sous l'effet de la pression thermique.

Récapitulatif :

La modification du matériau composant le cône ($Au \rightarrow Cu$) montre une **collimation plus importante** pour les Z élevés et pour des **vitesses similaires** impliquant une influence des **pertes radiatives** sur le comportement du jet.

3.6.2.1 Modification du comportement selon les installations

Au sortir de cette première expérience relativement concluante, nous avons voulu vérifier ces résultats sur une installation énergétique similaire. Nous avons ainsi pu bénéficier une nouvelle fois de l'installation LULI2000 dans laquelle nous avons implanté une configuration expérimentale similaire à celle présentée dans la figure 3.19. Nous présenterons dans la figure 3.30 une émission propre et une ombroscopie d'un jet de cuivre prises à deux temps différents (20 ns et 35 ns). Nous remarquons que les jets sont assez reproductibles entre les deux expériences (cf. figures 3.21 et 3.30) avec des rapports d'aspect (à un instant donné) du

même ordre, la différence étant due à une vitesse de propagation quelque peu inférieure dans le cas présent (~ 70 km/s au lieu de ~ 85 km/s). Ce rapport d'aspect semble augmenter avec le temps pour avoisiner les 2.3 confirmant une vitesse d'expansion plus faible par rapport à la vitesse de propagation du jet.

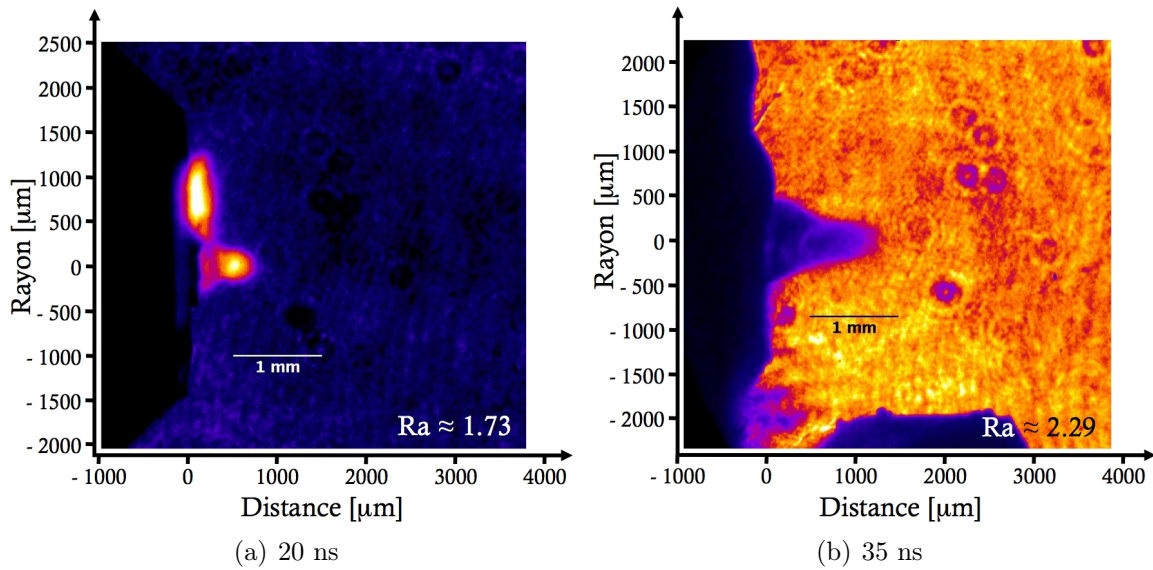


FIGURE 3.30 Emission propre et ombroscopie de jets de cuivre réalisées respectivement à 20 ns (fig. 3.30(a)) et 35 ns (fig. 3.30(b)).

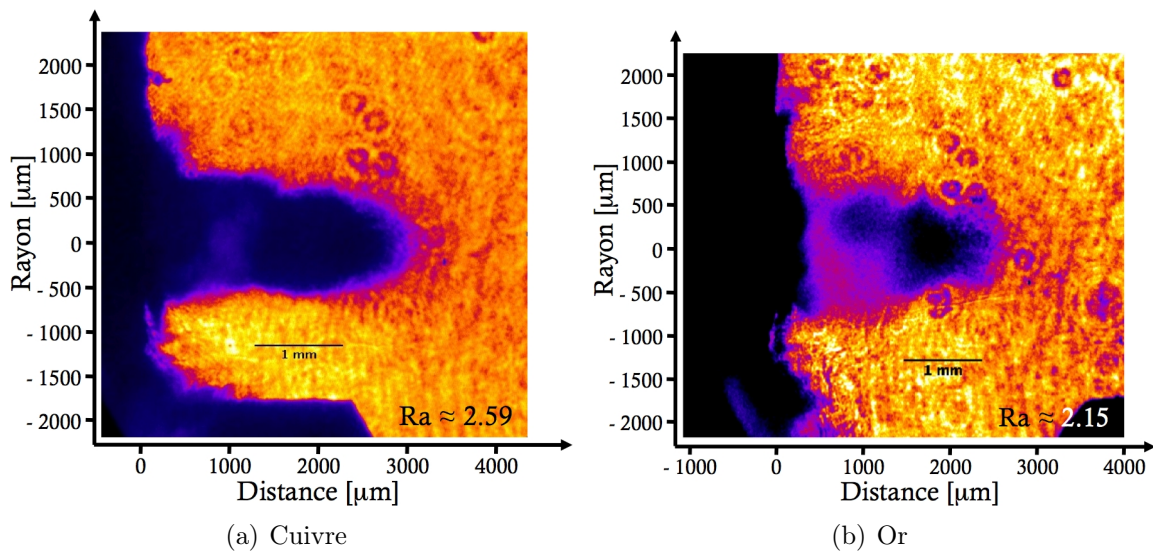


FIGURE 3.31 Ombroscopies de jets de cuivre et d'or observées à 100 ns.

Du fait d'une différence de masse plus importante, les plasmas d'or devaient en théorie se propager en face arrière des cônes à des vitesses, sinon équivalentes, inférieures à celles des plasmas de cuivre ; ce qui se traduit donc à des temps de collision plus grands (tableau 3.2).

Afin de pouvoir apprécier les possibles effets d’une collimation “radiative” loin de l’instant de collision et pour permettre au jets de s’établir, nous avons choisi d’observer à des temps relativement longs (~ 100 ns) et donc de comparer le comportement respectif d’un jet de cuivre (figure 3.31(a)) avec celui d’un jet d’or (figure 3.31(b)).

Contrairement à nos attentes initiales, les comportements des jets créés au LULI2000 ne reproduisent pas ceux observés sur l’installation GEKKO XII. Les vitesses des jets d’or y sont plus faibles que celles qui caractérisent les jets de cuivre ($v_{Au} \leq 60$ km/s) tout comme les rapports d’aspect qui dénotent, même pour les temps très longs (≤ 100 ns) une expansion radiale importante pour l’or.

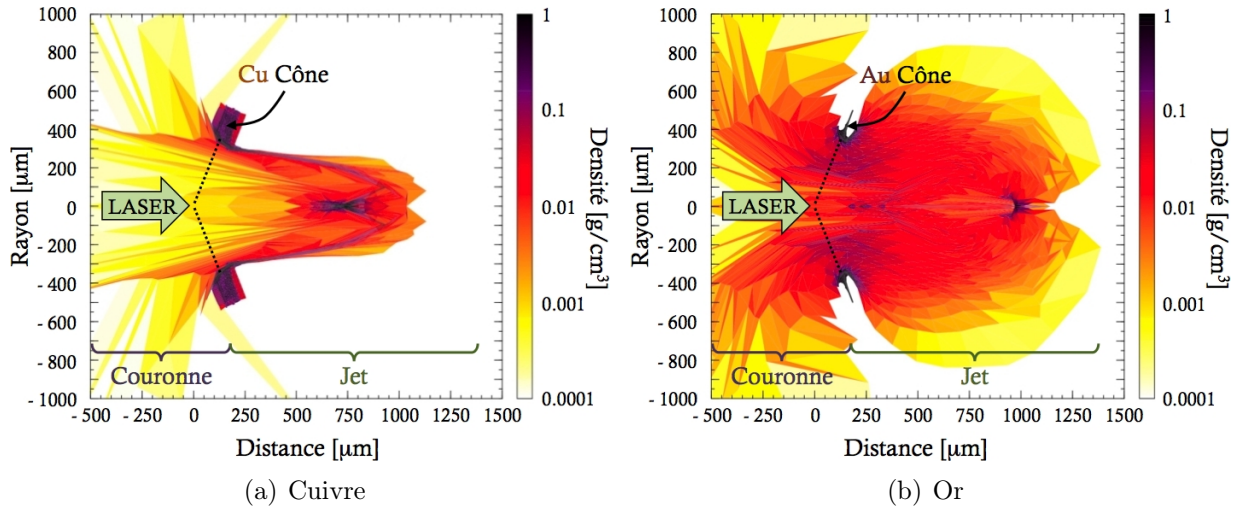


FIGURE 3.32 Simulations 2D réalisées par Y. Rhee dans les conditions expérimentales utilisées au LULI2000 et présentant respectivement la propagation d’un jet de cuivre et d’or à 15 ns.

Quelques simulations numériques bidimensionnelles réalisées par Y. Rhee (Korea Atomic Energy Research Institute) avec le code d’hydrodynamique radiative MULTI2D sont présentées dans la figure 3.32. Les conditions numériques sont les mêmes que celles expérimentales avec une impulsion laser carrée à 2ω , de durée égale à 1.5 ns et d’énergie ~ 300 J ainsi qu’une tâche focale carrée de $400 \mu\text{m}$.

Du fait des difficultés rencontrées avec le maillage au cours de la simulation, nous n’avons pas pu produire les jets à des temps longs et nous avons donc dû nous restreindre à des temps de l’ordre de 15 ns. La comparaison entre les jets expérimentaux de cuivre (figure 3.30(a)) observés à 20 ns et les jets numériques (figure 3.32(a)) les plus longs, produits jusqu’à 15 ns, semble assez concluante. Tandis que les premiers se propagent à des vitesses $v \sim 85$ km/s et présentent un rapport d’aspect $Ra \sim 1.73$, les seconds sont caractérisés par $v \sim 73$ km/s et $Ra \sim 1.8$. Compte-tenu des barres d’erreur expérimentales considérées ($\sim 15\%$), ces données sont en bon accord et valident les premières simulations des jets de cuivre. L’observation du comportement de l’or en comparaison (figure 3.31(b) \leftrightarrow figure 3.32(b)) montre, dans le cas numérique, une mauvaise tenue du jet qui semble se désagréger dès les premières nanosecondes de sa formation. Une telle importance de la vitesse d’expansion n’est

cependant pas observée expérimentalement puisque l'on arrive tout de même à observer des jets jusqu'à 100 ns. Bien que leur rapport d'aspect soit inférieur à celui du cuivre, il reste néanmoins > 1 et valide la formation de jets de ce matériau.

Les simulations numériques réalisées dans les conditions expérimentales de GEKKO XII (soit 500 ps, 3ω , 500 J et $600\ \mu\text{m}$) sont présentées dans la figure 3.33. Afin d'observer des jets de même longueur que ceux de la figure 3.32, nous présentons des résultats de simulations à 7.9 ns. Les vitesses de propagation des jets sont significativement plus importantes puisque les jets d'or et de cuivre ont respectivement parcouru $1100\ \mu\text{m}$ et $1000\ \mu\text{m}$ en à peine 7.9 ns ce qui se traduit donc par des vitesses moyenne de l'ordre de $\sim 140\ \text{km/s}$ et $\sim 127\ \text{km/s}$; valeurs qui ne sont pas sans rappeler les vitesses expérimentales obtenues précédemment (tableau 3.3).

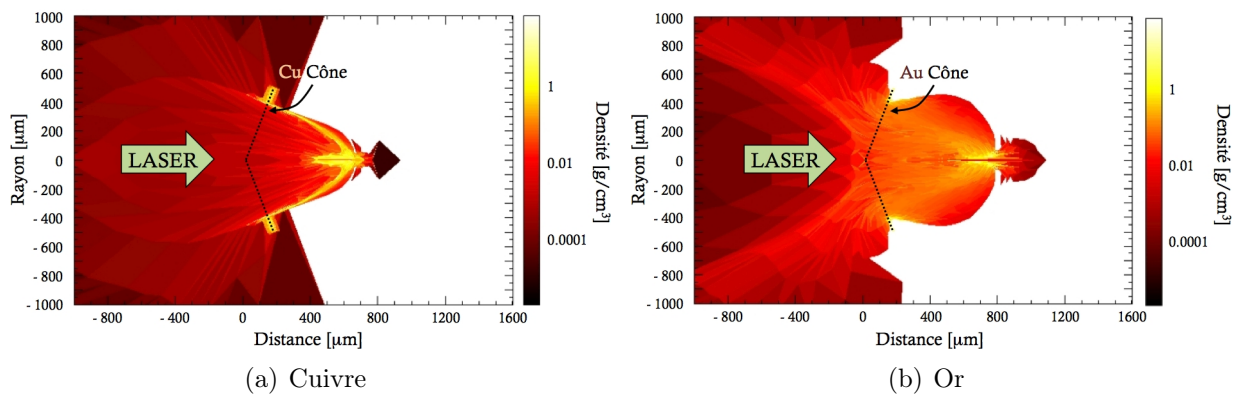


FIGURE 3.33 Simulations 2D réalisées par Y. Rhee dans les conditions expérimentales utilisées au GEKKO XII et présentant respectivement la propagation d'un jet de cuivre et d'or à 7.9 ns.

Bien que les temps d'observation soient différents, les morphologies des jets sont singulièrement différentes des précédentes simulations. Les plasmas produits en face arrière prennent une forme bombée plus collimatée pour le cuivre mais plus étalée pour l'or. On observe bien les collisions caractérisées par une augmentation brutale de la densité sur l'axe. Peu après la collision, on retrouve un "étranglement" du plasma sur l'axe qui l'on avait pu observer dans le cas de l'or sur la figure 3.29. Puis on peut apercevoir un début de propagation du jet avec une forme oblongue très étroite d'angle d'ouverture apparent identique pour les deux matériaux. Néanmoins, hormis ces similitudes de vitesses et d'angle, les morphologies proches de la cible sont peu retrouvées expérimentalement. Un traitement plus approfondi des opacités et équations d'état de ces matériaux ainsi qu'une observation à des temps plus longs semblent donc nécessaires pour pouvoir valider ces simulations dans le cas de l'or et surtout dans les conditions plus énergétiques de GEKKO XII. Cependant, il ressort de cette nouvelle étude sur le LULI2000 un comportement radicalement différent entre les deux installations en particulier l'évaluation du rapport d'aspect qui montre une tendance de collimation opposée selon l'installation utilisée. Bien que l'on ne puisse pas formellement l'admettre sans plus de données (en particulier pour l'or où peu de tirs sont à notre disposition), il semblerait qu'il existe un seuil de vitesse (et donc de température) proche de 100 - 140 km/s à atteindre

pour que les jets d'or collimatent autant sinon plus que les jets de cuivre. Des installations beaucoup plus énergétiques ou plus intenses sont donc nécessaires pour pouvoir étudier de manière approfondie l'aspect radiatif de la collimation des jets.

Récapitulatif :

La réalisation de jets sur deux installations énergétiques différentes semble mettre en évidence une vitesse minimale qu'il faut atteindre pour que les pertes radiatives commencent à prendre de l'importance et à collimater plus efficacement le jet.

3.7 Interaction du jet avec le milieu ambiant

L'étude des jets de plasma dans le vide nous a permis de les caractériser indépendamment d'autres influences externes. Nous en avons déduit les principales grandeurs pertinentes : vitesse du jet V_{jet} , densité ρ , densité électronique n_e et température équivalente de corps noir T . Néanmoins, les jets astrophysiques se propagent très tôt après leur éjection dans le milieu interstellaire qui modifie significativement leur morphologie, leur dynamique et leur structure. Reproduire et caractériser de tels jets nécessite donc l'introduction d'un milieu ambiant moins dense et beaucoup plus froid jouant le rôle du milieu interstellaire.

3.7.1 Configuration expérimentale

Dans cette étude, nous reprenons exactement la même configuration que celle présentée en figure 3.19 accompagnée de diagnostics visibles ainsi que de la radiographie X mais quelque peu adaptée pour permettre l'introduction d'un gaz ambiant. Plusieurs méthodes sont à notre disposition, chacune ayant ses avantages et ses inconvénients.

- En remplissant complètement l'enceinte d'interaction avec un gaz de densité neutre de densité choisie, il est possible de faire se propager le jet de plasma dans un milieu de densité uniforme quelque que soit la position d'observation. Ce profil est idéal car il ne souffre d'aucun gradient initial et facilite l'étude. Par ailleurs, son état initialement au repos est commun au milieu interstellaire et réduit l'introduction de turbulences néfastes pouvant modifier la morphologie du jet. Néanmoins, remplir totalement l'enceinte pose certaines contraintes expérimentales à considérer concernant notamment la caractérisation de la densité propre du gaz (inaccessible avec l'interférométrie puisque le faisceau sonde passe entièrement à travers le gaz au repos et ne permet pas d'établir une référence sans gaz pour réaliser les interférences) ainsi que l'utilisation de la radiographie X qui nécessite l'introduction sous vide secondaire¹¹ d'un laser très intense (d'intensité laser de l'ordre de 10^{18} W/cm²).
- En introduisant sur le passage du jet à un moment donné un jet de gaz perpendiculaire à son plan de propagation, nous introduirions localement une densité de gaz neutre jouant le rôle du milieu interstellaire. Les avantages les plus évidents de cette méthode restent la possible implantation d'un diagnostic de radiographie X basé sur le faisceau PICO 2000 (les hautes intensités nécessitant une propagation sous vide sous peine de claquage dans l'air) ainsi que la possibilité de caractériser de manière précise le jet de gaz (en prenant soin de sélectionner une taille de faisceau sonde beaucoup plus importante que la taille du jet de gaz, image de référence et image perturbée permettent l'obtention d'interférogrammes). Néanmoins, le profil de densité observé est étroitement lié à la forme de la buse et dépend de la hauteur entre la buse et le jet de plasma. Il est donc fortement possible d'observer des gradients de densités radialement et longitudinalement ce qui complique l'analyse. Enfin, des turbulences peuvent apparaître en sortie de la buse ainsi que lors de la rencontre du gaz avec des obstacles, ce qui est le cas lorsque la buse est trop près de la cible.

11. On rappelle les deux principales échelles de vide utilisées en salle expérimentale : vide primaire [10^5 Pa \rightarrow 1 Pa] et vide secondaire [1 Pa \rightarrow 10^{-5} Pa].

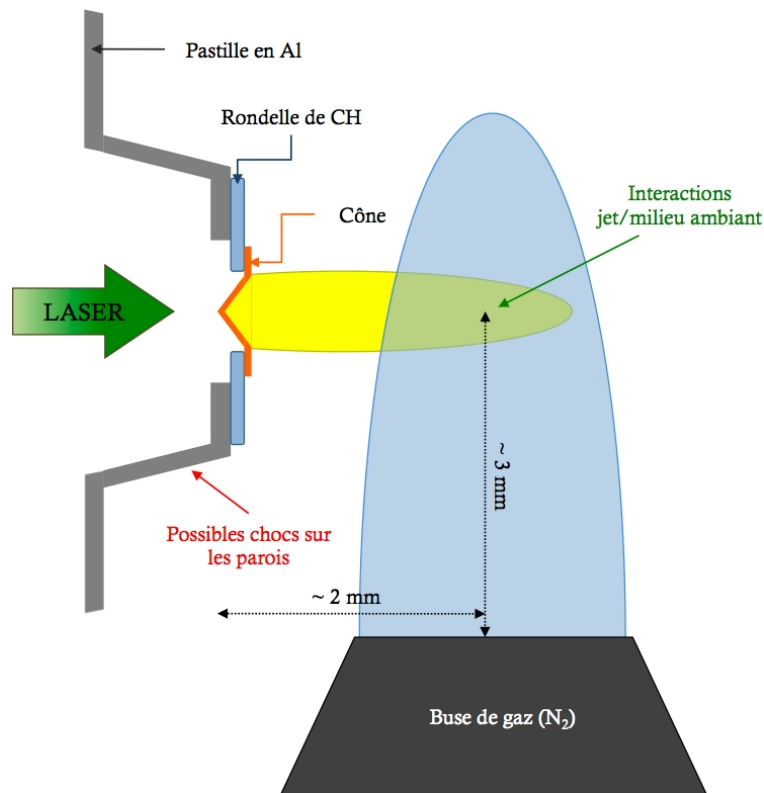


FIGURE 3.34 Représentation schématique de la cible incluant la buse de gaz permettant l'introduction du milieu ambiant.

En résumé, nous avons utilisé les deux méthodes mentionnées ci-dessus au cours de nos expériences. Nous avons initialement rempli entièrement l'enceinte lorsque le porte-cible ne se prêtait pas à l'installation d'une buse de gaz pour vérifier la faisabilité de l'interaction jet-milieu ambiant avec ce type de cible. Néanmoins, nous avons tout de même privilégié dans une expérience plus récente l'utilisation d'une buse de gaz. Bien que le profil de densité soit variable selon la distance et la hauteur, le diagnostic de radiographie X est, lorsque le contraste est excellent, un atout indispensable nous donnant accès aux structures internes les plus fines du jet. La figure 3.34 présente schématiquement la configuration de cible insérée dans le setup expérimental de la figure 3.19.

La position de la cible par rapport au centre de la buse est de 3 mm en hauteur et de 2 mm en longueur. Ces valeurs n'ont pas été choisies au hasard mais résultent d'un compromis. La buse doit être suffisamment haute pour obtenir un profil de densité relativement uniforme (*i.e.* avec un gradient de densité faible) mais suffisamment près de la cible pour obtenir une densité de gaz importante. En ce qui concerne la position de la buse longitudinalement, nous avons préféré l'éloigner de la cible d'une part pour éviter que du gaz ne s'échappe et vienne interagir en amont de la cible avec le laser et d'autre part pour donner la possibilité au jet issu du cône de se développer avant d'entrer en contact avec le "milieu interstellaire".

Nous ne discuterons pas ici dans les détails les complexités expérimentales engendrées par la présence de la buse à proximité de la cible. Nous pouvons néanmoins affirmer qu'elle

a engendré, sur plusieurs tirs, des chocs qui se propagent dans le jet de gaz perturbant la symétrie du jet et rendant difficile son analyse. Ce phénomène se retrouve lorsque l'on introduit un jet de gaz dans une enceinte sous air. Le jet de gaz se perle alors de nœuds régulièrement espacés. Le fait que nous ayons éloigné la buse de la cible a relativement bien réduit ce phénomène de “chocs latéraux” dont la présence se fait tout de même de plus en plus remarquer pour les temps plus longs.

3.7.2 Caractérisation du jet de gaz

L'étude de l'influence du milieu ambiant sur la collimation du jet passe invariablement par la caractérisation du jet. L'interférométrie visible est l'outil le plus approprié pour une telle entreprise. Etant donné la taille du faisceau sonde, une interférométrie Mach-Zender ou Normaski modifiée utilisant un prisme Wollaston donne des résultats similaires et cohérents. La figure 3.35 présente un interférogramme du jet de gaz obtenu avec une pression en sortie de buse égale à 60 bar. On note en particulier le fort gradient de densité dirigé vers la buse.

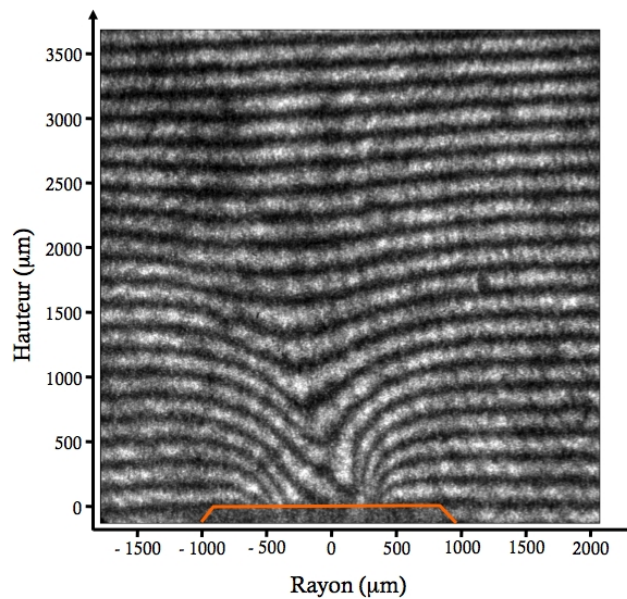


FIGURE 3.35 Interférogramme obtenu pour une pression de gaz en sortie de buse égale à 60 bar. La ligne orange représente la position de la buse.

Il ne s'agit pas ici d'un déphasage dû à la densité électronique comme c'est le cas lors des jets de plasmas. Le milieu introduit est un gaz neutre composé de diazote N_2 à température ambiante et pression variable. A partir du déphasage $\Delta\Phi$ introduit lors du passage du faisceau sonde à travers le milieu ambiant, il est possible de remonter à la densité de neutre n en réalisant une inversion d'Abel classique de la forme

$$n(r, z) = C \int_r^R \frac{[d\Delta\phi(x, z)/dx]}{\sqrt{x^2 - r^2}} dx \quad (3.29)$$

la constante C dans ce cas particulier étant égale à

$$C = \frac{\lambda n_{\star}}{2\pi^2 (r_{\star} - 1)} \quad (3.30)$$

où n_{\star} et r_{\star} sont respectivement les densités et l'indice de réfraction du N_2 dans les conditions normales de températures et de pression¹², n la densité d'atomes neutres dans les conditions en vigueur et λ la longueur d'onde du faisceau sonde. Nous avons utilisé pour extraire la densité n deux méthodes, l'une reposant sur le programme utilisé dans le laboratoire 'Jet de Gaz' du LULI et développé par une équipe du LOA, l'autre sur un programme développé par C. D. Gregory (Université de York, Angleterre) et que nous avons modifié pour l'adapter à notre problème. Le calcul de la phase peut se réaliser de deux manières, soit par transformée de Fourier (à l'instar de IDEA), soit par transformée d'ondelettes continues. Les cartes de phase obtenues sont relativement cohérentes quelles que soient les méthodes employées¹³.

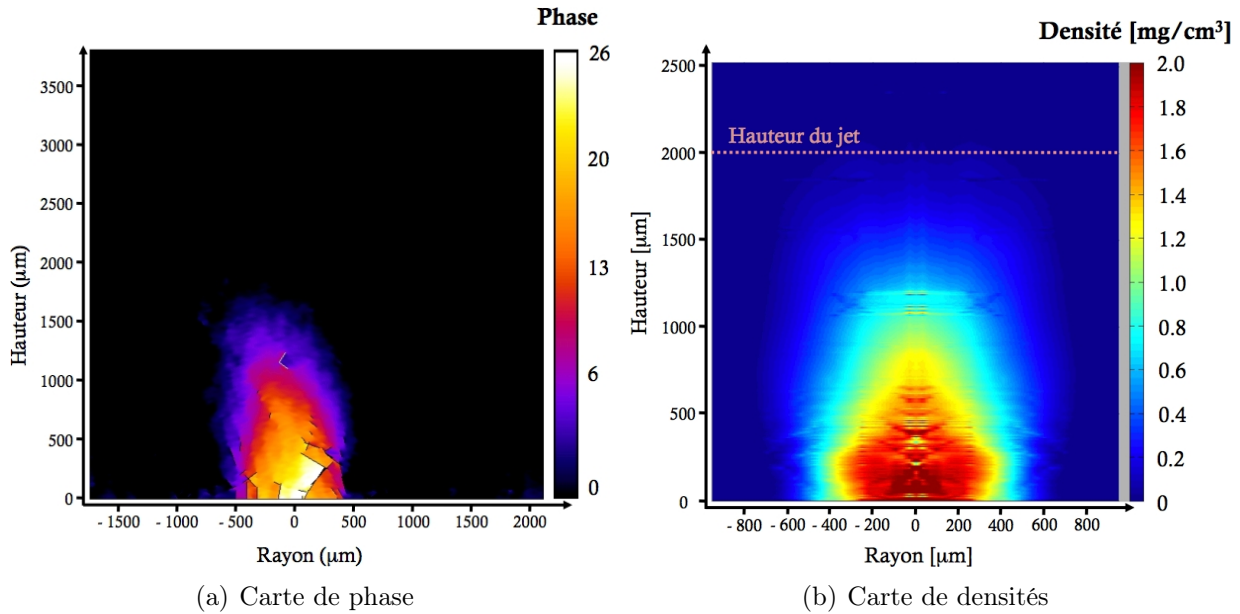


FIGURE 3.36 Caractérisation de la phase puis de la densité du jet de gaz pour une densité en sortie de buse de 60 bar. Ces images sont directement déduites de l'interférogramme présenté dans la figure 3.35.

La figure 3.36 présente la carte de phase ainsi que le résultat de la conversion $\Delta\phi \leftrightarrow n$ relative à l'interférogramme exposé en figure 3.35. L'origine marque le centre de la buse. Le profil est relativement bien symétrique avec néanmoins une légère inclinaison vers la gauche due à un angle de la buse. Plusieurs discontinuités sont observées sur la carte de phase due aux fortes inclinaisons des franges, difficiles à suivre avec le programme d'analyse. Ces ruptures dans la phase s'accroissent lors du calcul de la densité par inversion d'Abel. Nous

12. On rappelle que les conditions normales de température et de pression sont 0°C et 1 atm.

13. cf. section 2.2.2.3 pour plus de détails sur les méthodes de déroulement de phase employées.

pouvons en effet observer tout le long de l'axe beaucoup de bruit. Le programme a tenté d'interpoler les valeurs de part et d'autre de la discontinuité ce qui peut entraîner quelques aberrations. Nous avons donc essayé de réduire ces problèmes en réalisant une symétrie forcée qui calcule les cartes de densités chacune uniquement à partir d'une moitié de la phase puis en moyennant les deux cartes obtenues.

Nous avons représenté sur la figure 3.36(b) la hauteur approximative occupée par le jet au cours de sa propagation. Il est ainsi possible de déduire directement de cette carte une mesure de la densité devant la cible selon les pressions de gaz imposées ici (en sortie de buse : 0, 20, 40 et 60 bar). En faisant abstraction de la situation sans gaz (0 bar), la densité de neutre devant la cible varie de $1.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à $4.2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ce qui correspond en densité à $\rho_{\text{ambient}} = \frac{nM}{N_A} \approx 0.065$ à 0.2 mg/cm^3 .

3.7.3 Morphologie du jet

Une fois le milieu ambiant caractérisé, nous pouvons aborder son interaction avec le jet de plasma. La modification de la pression du gaz, son influence sur la propagation et éventuellement sur la collimation du jet seront abordées dans la section 3.7.5. Nous nous intéresserons ici uniquement à la morphologie qu'adopte le jet lorsqu'il est en présence d'un milieu ambiant.

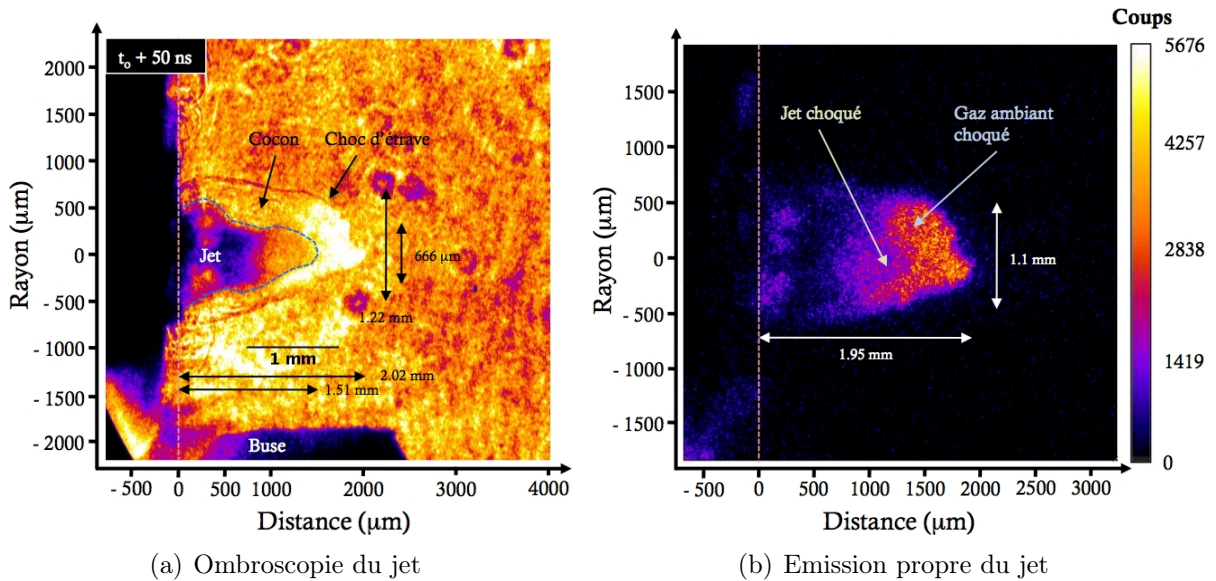


FIGURE 3.37 Ombroscopie et émission propre du jet lors de sa propagation dans un milieu ambiant. La pression en sortie de buse est égale à 40 bar (soit 0.13 mg/cm^3 devant la cible). Les deux diagnostics observent la morphologie du jet 50 ns après le temps laser. La droite en pointillés roses représente la position initiale de la cible tandis que la forme en pointillés verts met en valeur la forme du jet.

Pour le tir correspondant à la figure 3.37, la pression du gaz ambiant imposée est relativement importante, égale en sortie de buse à 40 bar ce qui correspond devant la cible à une densité de neutres environ égale à 0.13 mg/cm^3 .

La morphologie du jet, produit en présence d'un milieu ambiant, est très différente de celle du jet se propageant dans le vide. Trois parties distinctes peuvent être observées.

Le jet Opaque au rayonnement sonde visible quelle que soit la situation (vide et avec gaz), sa densité est bien supérieure à la densité de coupure associée au diagnostic d'ombroscopie $n^* \approx 0.033 n_c(\lambda = 532 \text{ nm}) \approx 1.32 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Sa forme, quelque peu différente de la forme oblongue caractéristique de ceux se propageant dans le vide, est un peu altérée probablement à cause soit d'une légère difformité de la cible, d'une non-uniformité de l'irradiation laser ou bien à cause de la présence du jet de gaz produit par la buse qui altère le jet généré par le cône. Cette dernière hypothèse est privilégiée car l'utilisation de divers diagnostics (microscope + imagerie de la tâche focale) permettent de vérifier les bonnes conditions initiales de la cible et du laser et n'ont révélé aucune modification significative de ces paramètres.

Le cocon qui entoure le jet de plasma est composé de gaz ambiant choqué. Cette enveloppe est beaucoup moins dense que le jet puisqu'elle permet une transmission du faisceau sonde relativement importante. Elle est également très émissive et chaude comme le montre la figure 3.37(b) suggérant un état optiquement mince de ce milieu à son propre rayonnement. Ce cocon caractéristique est également très localisé autour du jet avec une distance les séparant se situant autour de 500 - 700 μm .

Le choc d'étrave se développe ici lorsque le jet de plasma supersonique entre en contact avec milieu ambiant [20], [97]. La comparaison entre les deux diagnostics présentés dans la figure 3.37 est très instructive car elle confirme la structure du choc d'étrave qui délimite et marque la séparation entre la zone chaude et émissive du cocon de la zone froide et "inerte" du milieu ambiant "interstellaire". Cette discontinuité semble très perturbée et chahutée suggérant un état instable de la structure. Sa forme semble épouser la forme de la tête du jet en lui-même bien que certaines protubérances semblent plus importantes dans le choc d'étrave. La croissance de ces perturbations peut être due au développement d'instabilités (Rayleigh-Taylor, Richtmeyer-Meshkov, etc.) qui fragilise la structure et peut, à terme, conduire à son morcellement.

L'estimation de la densité du jet de plasma, qui interviendra par la suite dans le rapport de densités η , est particulièrement difficile : bien que le faisceau sonde soit relativement bien transmis avec le diagnostic d'ombroscopie (figure 3.37(a)) et permette l'obtention d'une image nette et contrastée de la zone d'interaction, l'interférométrie ne donne pas d'informations quantitatives claires (figure 3.38) hormis une morphologie du choc d'étrave puisqu'aucune frange ne peut se distinguer de ses voisines. La raison vient très probablement du caractère chahuté du jet de gaz, accentué par la présence de la cible et la propagation du jet qui induisent donc des gradients de densités très différents et très accentués d'une zone à l'autre et perturbent l'établissement de franges distinctes contrastées.

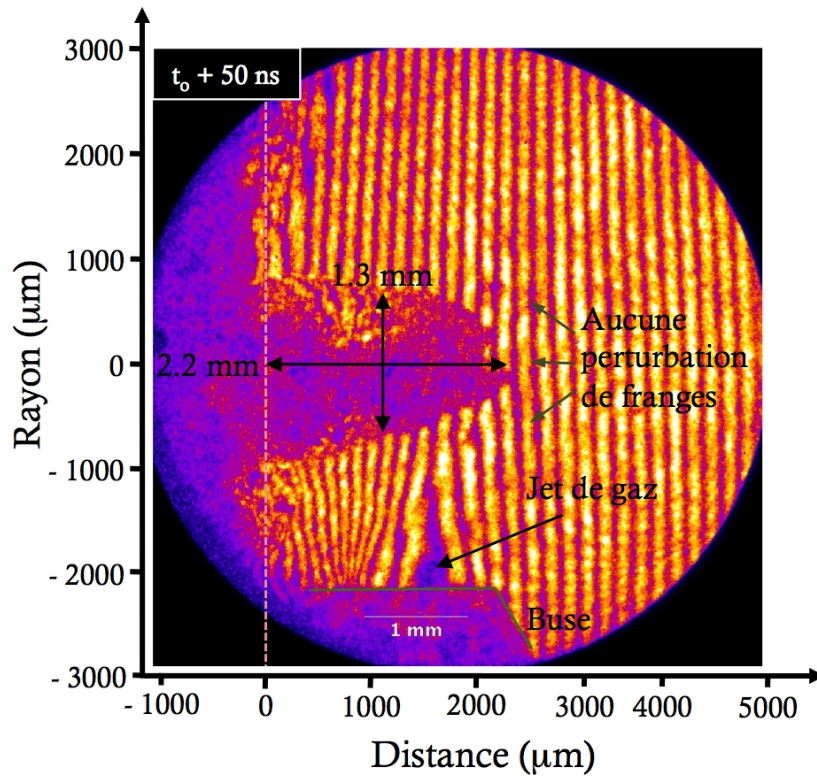


FIGURE 3.38 Interférométrie du jet relative à la figure 3.37. La pression en sortie de buse est d'environ 40 bar, le temps d'observation de 50 ns après le temps laser. La droite en pointillés représente la position initiale de la cible.

3.7.4 Modification de la vitesse au cours de la propagation

Nous avons vu dans la section précédente la morphologie du jet lorsqu'il interagit avec le milieu interstellaire ambiant. Le développement d'un choc d'étrave et d'un cocon émissif dont le rayonnement est observé par les diagnostics instantanés d'émission propre vont probablement changer la donne lors de l'estimation de la vitesse du jet.

Cela est effectivement le cas comme le montrent les figures 3.39 et 3.40. La vitesse évolue de manière quasi-exponentiellement décroissante. On observe jusqu'à environ 11 ns après le temps laser une propagation relativement uniforme du jet de plasma avec une vitesse caractéristique autour de 69 km/s. Cette vitesse peut être comparée avec les 85 km/s précédemment mesurés (figure 3.26), la différence résidant dans une fluctuation de l'énergie sur cible. Nous pouvons être relativement certains de l'affirmation que la vitesse observée durant ces premières ns correspond effectivement à la vitesse du jet : en effet, compte-tenu de la position relative de la buse par rapport à la cible, le jet a parcouru durant ce temps au maximum environ 760 μm , distance inférieure à la position du centre de la buse où débute le jet de gaz. Bien qu'une expansion radiale conséquente de ce milieu ambiant est à prévoir sur la hauteur, nous avons positionné la buse de gaz de telle manière à pouvoir laisser le jet se développer suffisamment avant qu'il interagisse avec le milieu ambiant.

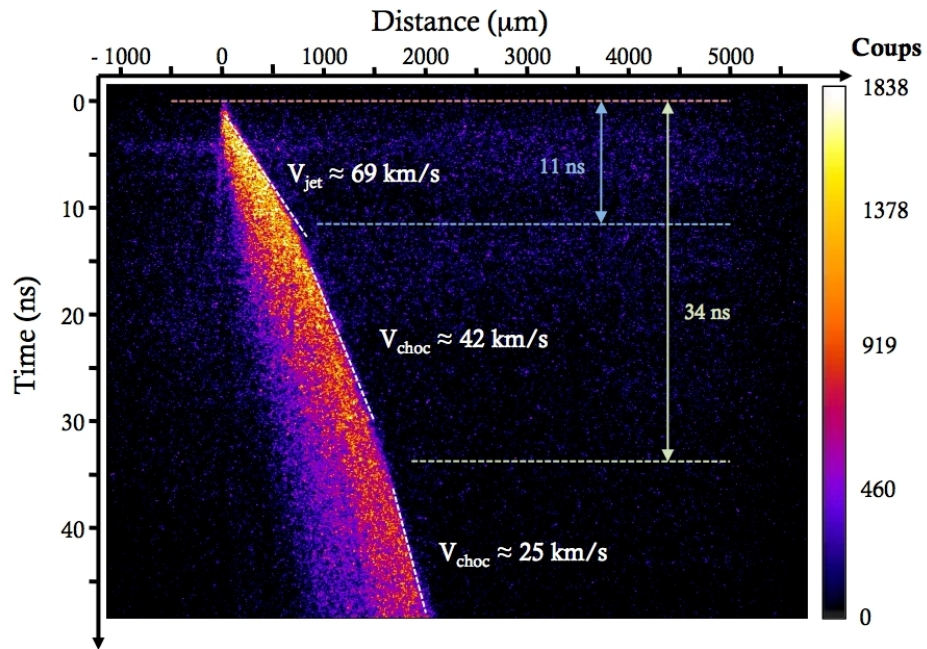


FIGURE 3.39 Emission propre axiale résolue spatio-temporellement du jet se propageant dans un milieu ambiant. La pression en sortie de buse est égale à 40 bar.

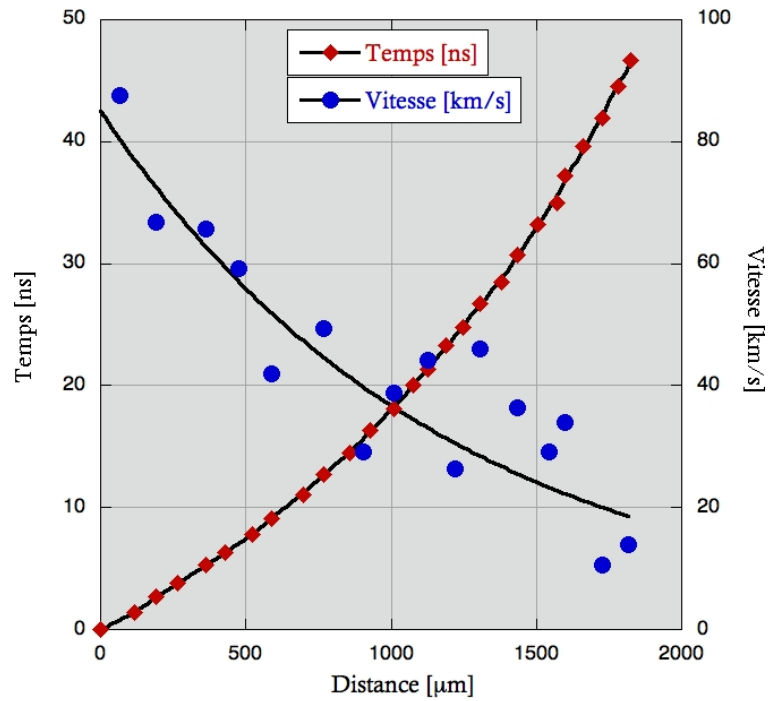


FIGURE 3.40 Evolution de la position et de la vitesse instantanée du jet en fonction du temps relatives à la figure 3.39.

Après les 11 premières ns, nous observons un fort ralentissement du jet qui passe d'une vitesse de 69 km/s à 42 km/s, décélération qui perdure jusqu'à la fin de la fenêtre d'observation (~ 47 ns) où la vitesse atteint les 20-25 km/s. Cette forte diminution de vitesse survient directement dès l'interaction du jet de plasma avec le jet de gaz ambiant et augmente au fur et à mesure qu'il se propage dans le gradient de densité de neutres.

Si l'on considère les émissions propres instantanées (figure 3.37(b)), nous pouvons voir que le front d'émission observé ne correspond plus ici au jet en lui-même mais au front du choc d'étrave qui délimite le cocon hautement émissif du reste du milieu "interstellaire". La largeur observée selon l'axe par la SOP 50 ns après le temps laser est environ égale à 1.13 mm, valeur légèrement plus importante que la largeur du cocon déduite de l'ombroscopie au même temps (500 à 700 μm).

★ Quelles parties du jet contribuent à cette émission ?

Selon la représentation schématique de la tête du jet (fig. 3.7(a)), la zone d'interaction présente une structure de double choc : le choc d'étrave qui se propage en avant du jet dans un milieu ambiant non perturbé et l'onde de Mach qui remonte le jet. La largeur de la zone émissive (observée avec la SOP) plus importante que l'épaisseur du cocon prévue par l'ombroscopie peut donc signifier une zone chaude composée non seulement de gaz ambiant choqué mais également de jet choqué dont la température est suffisamment élevée pour pouvoir rayonner dans la gamme de longueurs d'onde utilisées.

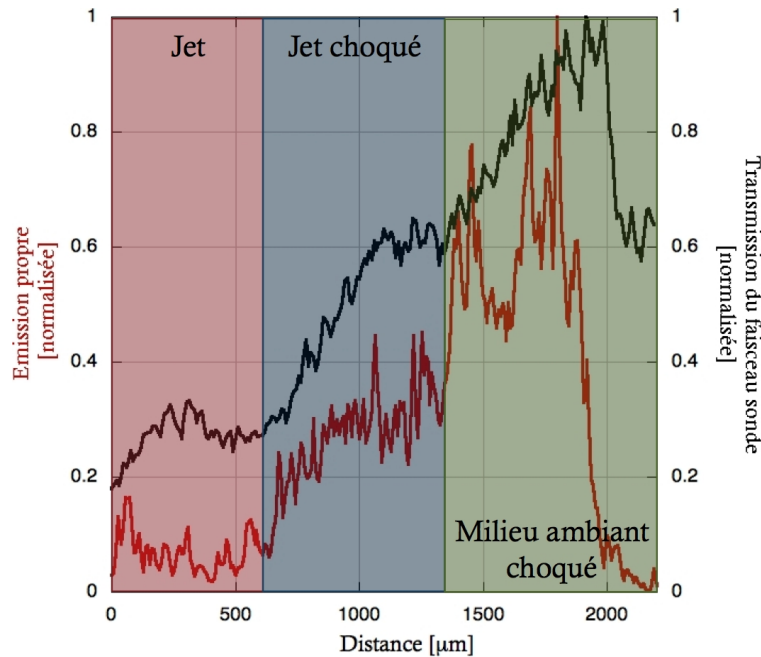


FIGURE 3.41 Profils axiaux réalisés sur les diagnostics d'ombroscopie et d'émission propre présentés dans la figure 3.37. La transmission et l'émission propre ont été normalisées afin de permettre une comparaison des profils.

Cette hypothèse peut se confirmer d'une manière purement qualitative en comparant plus en détails les deux diagnostics présentés en figure 3.37 (ombroscopie et émission propre). La figure 3.41 présente les profils axiaux normalisés de la transmission et de l'émission propre relatifs à ces deux diagnostics. On remarque que la zone très brillante dans la figure 3.37(b) se voit associée une forme d'enveloppe de largeur relativement uniforme, morphologie que l'on retrouve dans la figure 3.37(a) où le gaz ambiant choqué est beaucoup moins dense et relativement transparent au faisceau sonde (transmission $T \sim 0.8$). Néanmoins, on observe également que cette enveloppe très brillante est creusée sur l'axe (à une distance comprise entre 700 et 1400 μm de la position initiale de la cible) par une zone dont l'émission est moins importante que celle du gaz ambiant choqué ($E \sim 0.4 E_{GAC}$) mais tout de même perçue par le diagnostic. Cette plus faible émission, que l'on retrouve au final sur la SOP correspond donc vraisemblablement à la partie de jet choquée par l'onde de Mach remontant vers la cible et qui semble plus transparent au faisceau sonde (et donc *par extensio* moins dense que le jet?). Une mesure de cette zone axiale émissive est égale au finale à 1.1 mm pour l'ombroscopie et à 1.19 mm pour l'émission propre, valeurs totalement cohérentes avec la valeur de 1.13 mm mesurée par la SOP avec une erreur d'à peine 5 %.

Récapitulatif :

L'utilisation comparée de l'ombroscopie et de l'émission propre instantanée permet de distinguer la structure du jet lors de sa propagation dans le milieu ambiant. Cette zone d'interaction peut être divisée en quatre parties : distinctes le **jet** - le **jet choqué** - le **milieu ambiant choqué** - le **milieu ambiant au repos**.

★ Estimation du rapport de densités η

L'estimation de la densité du jet n'étant pas directement accessible avec l'interférométrie à cause de nombreuses perturbations empêchant d'obtenir des franges contrastées, il faut recourir à une méthode alternative pour estimer le rapport de densités η nécessaire pour comparer ces jets expérimentaux avec leurs homologues astrophysiques.

Nous avons vu dans la section 3.2.2.2 à travers l'égalisation de l'équation des moments entre le jet supersonique et le milieu ambiant qu'il était possible d'établir une expression entre la vitesse du choc d'étrave et celle du jet (équation 3.2). Cette équation suppose un transfert total de l'impulsion entre les deux milieux sans aucune perte ce qui n'est pas totalement réaliste. P. Hartigan [84] a modifié cette équation en y incluant l'efficacité du transfert de moments β à partir du jet dans la zone d'interaction.

$$\beta \rho_{jet} (v_{jet} - v_{bs})^2 = \rho_{ambient} v_{bs}^2 \quad (3.31)$$

où on retrouve le rapport η des densités de jet ρ_{jet} et du milieu ambiant $\rho_{ambient}$ et les vitesses respectives du jet v_{jet} et du choc d'étrave v_{bs} (on rappelle l'utilisation de *bs* pour *bow shock* ou choc d'étrave en anglais). La valeur du coefficient β varie selon la nature du jet. Il fut montré que, dans le cas de jets adiabatiques, sa valeur varie entre 0.4 et 0.8 bien que l'on s'attende à

voir l'efficacité du transfert augmenter davantage avec la prise en compte du refroidissement qui restreint les mouvements latéraux après le passage d'un choc radiatif et évite les pertes latérales de quantités de mouvement [84]. Dans notre cas, nous nous attendons à avoir des processus radiatifs non négligeables et donc un coefficient proche de 1. Hartigan a réalisé une étude dans ce cas et selon ce principe avec $\eta = 0.7$; dans notre cas, nous ferons de même et considérerons une valeur 0.7 - 0.8 d'efficacité de transfert.

En nous appuyant sur cette étude théorique, nous pouvons estimer le rapport de densités η relatif au jet de plasma de la figure 3.39. Connaissant uniquement la vitesse du jet lors des premiers instants de sa propagation (i.e. avant qu'il interagisse avec le gaz ambiant), nous appliquerons l'équation des moments dès sa rencontre avec le jet. Le tableau 3.4 présente les valeurs qu'adopte le rapport de densités η selon le coefficient de transfert β , pour une vitesse de jet de 69 km/s et une vitesse de choc d'étrave initialement de 42 km/s.

β	0.4	0.7	0.8
η	~ 6.05	~ 3.46	~ 3.02

TABLE 3.4 Estimation du rapport de densité η selon le coefficient de transfert β

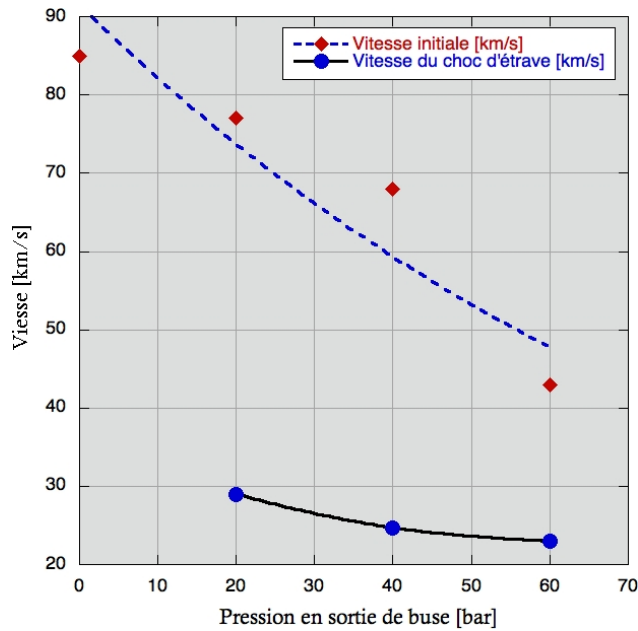


FIGURE 3.42 Evolution des vitesses du choc d'étrave et du jet en fonction de la pression du gaz en sortie de buse.

La vitesse du choc décroissant au fil du temps, nous avons regroupé dans la figure 3.42, les différentes vitesses initiales du jet ainsi que les vitesses finales de choc d'étrave perçues à la fin de la fenêtre d'observation selon la pression en sortie de buse.

Nous remarquons une relation quasi-linéaire entre la vitesse *initiale* du jet et la pression du gaz tandis que la vitesse “*finale*” du choc d’étrave évolue de façon exponentiellement décroissante avec la pression jusqu’à atteindre, en toute logique, une vitesse théorique de choc finale égale à la vitesse du jet lorsque la pression est nulle (sans gaz, seule la vitesse du jet persiste). Cette différence de vitesses est directement responsable de la largeur du cocon observée.

3.7.5 Influence de la pression du gaz sur la structure du jet

Nous avons aperçu, dans les sections précédentes, la modification profonde de la morphologie du jet induite par la présence d’un milieu ambiant. Bien que sa structure peut être relativement bien interprétée grâce à l’utilisation des diagnostics d’émission propre et d’ombroscopie, peu de données quantitatives n’ont pu être induites de ces diagnostics excepté peut-être la vitesse du choc d’étrave, très émissif, ainsi que la température du cocon. Le jet en lui-même ne peut être que difficilement dissocié de son cocon.

La détermination de la densité est particulièrement importante, surtout pour l’estimation du rapport de densités η . L’inefficacité de l’interférométrie nous a contraint à estimer ce rapport de manière indirecte à travers l’équation des moments.

C’est à ce moment que la radiographie X prend toute son importance car elle permet de sonder la matière plus profondément que le faisceau sonde. En utilisant une simple mesure par point projeté, on s’affranchit également des problèmes qu’apportent les turbulences dans le milieu ambiant qui perturberaient l’établissement de franges d’interférences.

Nous ne rappellerons pas ici les hypothèses associées à l’application de la radiographie X comme diagnostic des parties denses du jet (cf. section 3.6.1 pour plus de détails). Nous indiquerons uniquement que nous avons irradié une fine feuille de Ti de 5 μm d’épaisseur à l’aide du laser à impulsion courte (picosecondes) PICO 2000. La tâche focale de quelques dizaines de μm de diamètre a permis de créer une source X intense dont le spectre est principalement composé de la raie He_α d’énergie égale à 4.75 keV. Nous mesurons ensuite la transmission du plasma associée à cette énergie. La figure 3.43 présente les radiographies X de jet obtenues pour différentes pressions de milieu ambiant. Nous avons ajusté le retard entre les faisceaux nanoseconde et picoseconde appliqué au laser PICO 2000 afin d’obtenir des longueurs de jet les plus similaires possibles.

L’utilisation de ce diagnostic nous a fourni des images de qualité et plutôt bien contrastées, nous permettant d’observer par exemple toutes les petites nébulosités près de la base de la cible. Malheureusement, de nombreuses fluctuations dans l’énergie laser et dans la tâche focale ne nous ont pas permis d’obtenir un faisceau X uniforme sur tout le détecteur (\equiv *imaging plate*). Ce problème a été accentué, en particulier au début de l’expérience, par la présence de particules chargées (électrons chauds et protons) produites en face arrière de la cible source. Hautement collimatées, ces particules induisent, lorsqu’elles impactent sur le détecteur, une bande verticale lumineuse très intense comme celle observée sur l’image 3.43(a). Ces particules chargées bien que toujours présentes ont pu être déviées de notre diagnostic en inclinant la cible source : les rayons X, isotropes, traversent la cible puis impactent sur l’image plate tandis que les particules chargées, très collimatées, sont produites

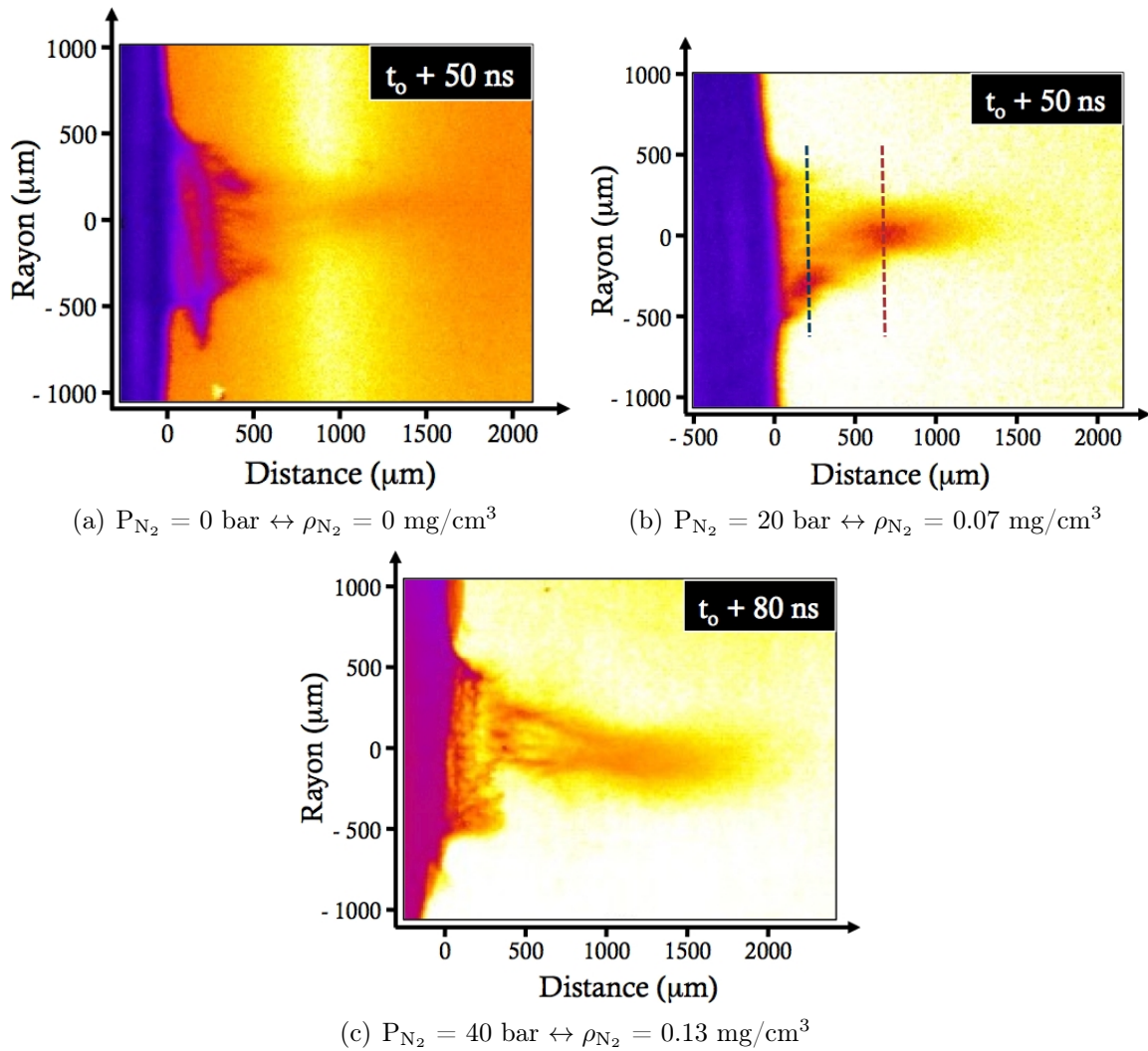


FIGURE 3.43 Radiographies X de jets de plasma se propageant dans un milieu ambiant de pression initiale en sortie de buse variant de 0 à 40 bar.

perpendiculairement à la cible source et impactent sur les murs de l'enceinte d'interaction, loin de notre détecteur, limitant ainsi leur influence sur les mesures de transmission.

Bien qu'une estimation rigoureuse de la densité du jet ne soit donc pas réalisable sans une erreur conséquente, nous présentons néanmoins, après traitement des images, une analyse de ces radiographies dans la figure 3.44 ainsi que les profils radiaux pour deux positions (800 μm et 1100 μm par rapport à la position initiale de la cible). Les densités observées sont relativement bien inférieures à celles mesurées lors de la précédente expérience puisque nous observons à des temps plus lointains (12 ns pour la figure 3.24 contrairement à $> 50 \text{ ns}$ pour la figure 3.43). Le jet a eu le temps de se détendre malgré les pertes par rayonnement qui diminuent la pression thermique et permettent de conserver une densité importante sur l'axe. En comparant les radiographies dans les mêmes conditions expérimentales (*i.e.* dans le vide \rightarrow figures 3.24 et 3.44(a)), la densité maximale observée au cœur du jet est passée de

0.35 g/cm^3 à $\sim 0.03 \text{ g/cm}^3$ à 50 ns soit une diminution d'un facteur ~ 12 en ~ 38 ns. Sans collimation supplémentaire, le profil de densité du jet semble s'homogénéiser radialement au fil du temps et conduit probablement à une importante expansion radiale du jet. Hormis une zone légèrement plus dense sur l'axe, aucune autre zone très dense n'est à observer à 50 ns lors d'une propagation dans le vide.

Lorsque l'on augmente la pression jusqu'à 20 bar (figures 3.43(b) et 3.44(c)), le comportement change. La densité massique près de la cible ne semble pas excessivement différente de celle observée dans le vide confirmant le fait que durant les premières nanosecondes de sa vie, le jet se propage sans interaction avec le gaz. Par ailleurs, même après 50 ns, compte-tenu de la distance relative de la cible par rapport au centre de la cible, la densité de neutres à cette position est relativement faible. Cependant, plus loin dans sa propagation, le jet rencontre un milieu ambiant plus dense et sa densité sur l'axe semble brusquement augmenter, en comparaison du cas uniquement dans le vide (tous deux à 50 ns). Le jet devient étroit (rayon de $\sim 500 \mu\text{m}$) et la densité de cœur atteint les 0.1 g/cm^3 . Le jet a parcouru néanmoins une distance plus faible puisqu'il rencontre un milieu ambiant qui le ralentit.

La figure 3.45 présente une comparaison des profils radiaux effectués à $1100 \mu\text{m}$ pour ces trois pressions. Nous observons bien une densité plus importante sur l'axe pour les fortes pressions de gaz, se traduisant par une absorption significative des rayons X, ainsi qu'un léger rétrécissement du rayon du jet qui montre une collimation. Si nous comparons deux profils à la même position mais avec des pressions du milieu ambiant différentes (0 bar et 20 bar), nous remarquons une différence nette de rayon. Puisque nous irradiions dans les deux cas un cône de cuivre avec une intensité relativement équivalente, les pertes radiatives sont du même ordre et ne peuvent être à l'origine de cette augmentation de collimation. Un effet du gaz en est donc la cause.

Si nous doublons la pression de gaz délivrée en sortie de buse (figures 3.43(c) et 3.44(e)), nous observons un comportement similaire au cas 20 bar excepté que l'augmentation de densité s'est répandue tout le long de l'axe avec une densité relativement constante au cœur $\sim 0.045 \text{ g/cm}^3$. Le confinement semble enfin perdurer dans le temps puisque la pérennité du jet est assurée même aux temps longs (≥ 80 ns).

L'estimation du rapport d'aspect confirme cette hypothèse puisqu'il varie de 2.1 pour $P_{\text{N}_2} = 0$ bar à 2.3 pour $P_{\text{N}_2} = 20$ bar pour enfin atteindre ~ 4 pour $P_{\text{N}_2} = 40$ bar. Ces valeurs de rapport d'aspect semblent prometteuses et sont indicateurs d'une influence de la pression sur une collimation hydrodynamique du jet par le milieu ambiant mais il faut toutefois tempérer nos propos : le rapport d'aspect dépend de la densité définissant le contraste zone claire/zone sombre utilisé pour mesurer les longueurs et diamètres intervenant dans sa définition. La radiographie X ne perçoit pas toute la possible expansion radiale beaucoup trop peu dense pour suffisamment absorber de rayons X mais suffisamment dense pour être observée par les diagnostics visibles.

Bien que ce rapport n'intervienne pas directement dans les lois d'échelle nous permettant de passer du cas astrophysique au cas expérimental, son estimation aide à prouver le caractère collimaté des jets et une correspondance entre les deux situations nous conforte dans une possible similarité géométrique des deux systèmes.

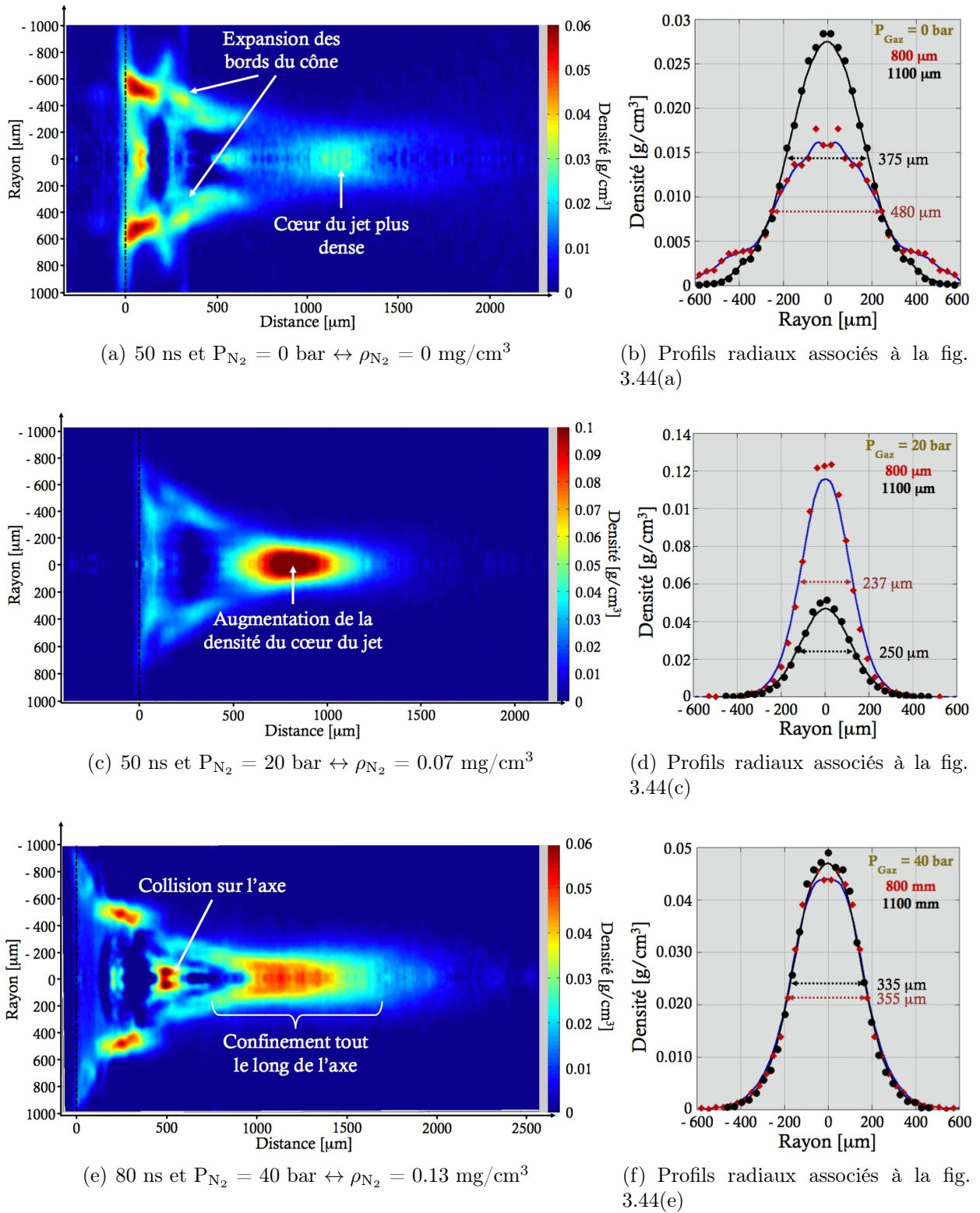


FIGURE 3.44 Cartes de densité extraites des radiographies X de jets présentées dans la figure 3.43. Les pressions en sortie de buse varient respectivement de 0 à 40 bar. Les profils radiaux associés ont été réalisés à 800 μm et à 1100 μm de la position initiale de la cible.

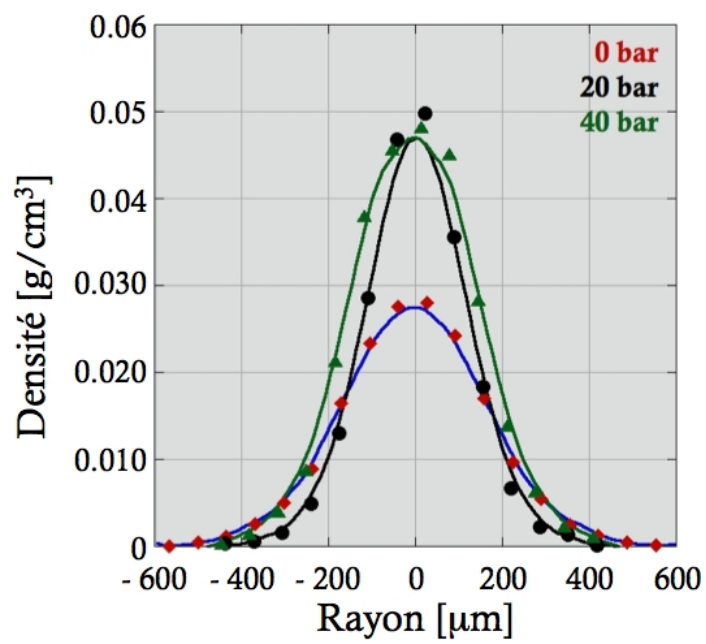


FIGURE 3.45 Comparaison des profils de densités mesurés à 1100 μm de la cible et associés aux radiographies présentées dans la figure 3.44.

3.8 Comparaison entre jets astrophysiques et jets expérimentaux - Conclusion

Nous avons vu au cours de ce chapitre tous les avantages que présente l'expérience dans l'étude des jets astrophysiques. La possibilité d'inclure un grand nombre de diagnostics nous a permis de caractériser le jet dans son intégralité et d'en déduire toutes les grandeurs utiles (vitesse, densités massique et électronique, température et morphologie). La possibilité de modifier les conditions initiales nous a également permis d'étudier leur influence sur la structure et la dynamique du jet au cours de sa propagation.

Cependant, il ne faut pas perdre de vue que ces jets expérimentaux n'ont d'intérêt que s'ils reproduisent le plus fidèlement possible le comportement des jets astrophysiques. Dans ce cas, il est nécessaire de satisfaire les équations de l'hydrodynamique radiative pour des milieux optiquement fins. Pour que ces équations soient applicables, de nombreux critères et hypothèses ont été introduits. Leur application dans les deux systèmes (laboratoire et astrophysique) nous a permis d'établir des lois d'échelles et d'en déduire les invariants qu'il faut absolument respecter pour valider la comparaison.

Pour que les équations reproduisent fidèlement le comportement des jets, les systèmes sont supposés libres de toute viscosité et de toute diffusion thermique, ce qui implique des nombres de Reynolds et de Péclet importants ($\gg 1$). Le plasma est également supposé collisionnel induisant un paramètre de localisation très faible ($\ll 1$). Ces trois conditions sont relativement faciles à obtenir en laboratoire compte-tenu des densités d'énergie communiquées à la cible.

L'établissement des lois d'échelle permettant de lier ces deux domaines totalement différents nécessite que les deux systèmes soient géométriquement identiques [88]. L'observation de la morphologie sous vide et dans un milieu interstellaire ambiant grâce aux diagnostics visibles et X nous a fourni de nombreuses informations sur le comportement et la structure du jet. Bien que la structure perlée n'a à aucun moment été observée (\rightarrow nécessité d'une source pulsée), la structure interne de la zone d'interaction avec le choc d'étrave, le cocon de gaz ambiant et de jet choqué ainsi que le jet en lui-même ont de nombreux points communs avec les jets astrophysiques.

Trois autres paramètres importants ont été introduits et doivent assurer l'invariance lors du passage Astro \leftrightarrow Labo. Le nombre de Mach \mathbf{M} induit une contrainte sur la vitesse et la température du jet ; le facteur de refroidissement χ renseigne sur l'importance des processus de refroidissement et le rapport des densités η sur l'interaction entre le jet et le milieu ambiant.

Nous rappelons ici les expressions des nombres sans dimension qu'il faut calculer pour satisfaire la similarité avec les jets astrophysiques [32], [41]. Pour plus de détails sur les régimes d'applications des formules utilisées, en particulier en ce qui concerne les coefficients de diffusion thermique κ , de viscosité ν , etc., le lecteur est invité à consulter la section 1.2.4.2. Ces nombres sans dimension peuvent être définis en deux parties.

- Les critères de validité des équations d'hydrodynamique radiative

$$\text{Nombre de Reynolds } Re = \frac{D V_{\text{jet}}}{\nu} \quad (3.32)$$

$$\text{Nombre de Péclet } Pe = \frac{D V_{\text{jet}}}{\kappa} \quad (3.33)$$

$$\text{Paramètre de localisation } \zeta = \frac{\bar{l}_c}{D} \quad (3.34)$$

- Les paramètres propres issus des lois d'échelle et liées à la dynamique du jet

$$\text{Facteur de refroidissement } \chi = \frac{t_{\text{cool}}^{\text{epais}}}{t_{\text{hydro}}} \quad (3.35)$$

$$\text{Nombre de Mach } M = \frac{V_{\text{jet}}}{c_s} \quad (3.36)$$

$$\text{Rapport de densité } \eta = \frac{\rho_{\text{jet}}}{\rho_{\text{ambient}}} \quad (3.37)$$

avec V_{jet} et D respectivement la vitesse et le diamètre du jet, \bar{l}_c le libre parcours moyen de collision et c_s la vitesse du son. Nous ne l'avons pas explicitement montré dans ces expressions mais la plupart de ces grandeurs dépendent de plusieurs paramètres fondamentaux : la température \mathbf{T} , la vitesse du jet \mathbf{V}_{jet} , la densité électronique \mathbf{n}_e , la densité massique du jet ρ_{jet} et du milieu ambiant ρ_{ambient} . Ces paramètres sont mesurés grâce à nos diagnostics visibles et X.

Nombres sans dimension	Astrophysique	Experience
Re	10^7	1.1×10^8
Pe	10^6	2×10^4
ζ	10^{-7}	1.3×10^{-6}
M	10 - 25	$9 \rightarrow 12$
η	1 - 10	3.46
χ	0.1 - 10	78

TABLE 3.5 Nombres sans dimension dans le cas astrophysique (2^e colonne) et obtenus lors de nos expériences (3^e colonne).

Nous présentons dans le tableau 3.5 les paramètres mesurés respectivement dans le cas de jets d'étoiles jeunes astrophysiques et ceux mesurés avec nos jets expérimentaux. Pour nos trois premiers critères de validités (Re , Pe et ζ), nous observons que les valeurs sont assez différentes avec parfois un facteur 10 entre les valeurs correspondantes. Néanmoins, pour que les hypothèses des équations soient validées, nous avons juste besoin de vérifier que

les nombres de Reynolds et de Péclet soient très importants ($\gg 1$) et que le paramètre de localisation soit très petit ($\ll 1$), tendances qui sont vérifiées ici.

En ce qui concerne le nombre de Mach et le rapport de densités, ils sont correctement vérifiés dans les limites imposées signifiant un comportement hydrodynamique dans le vide et en interaction avec le milieu ambiant similaire. Néanmoins, le dernier paramètre, le facteur de refroidissement reste toujours trop important. Il demeure donc, comme dans les travaux de B. Loupiau [20] et de C. D. Gregory [97], à augmenter de manière significative les pertes radiatives par le biais d'une température plus élevée.

Chapitre 4

Les Chocs Radiatifs

Toute cette partie du manuscrit sera consacrée à l'étude des chocs radiatifs. Nous n'aurons pas la prétention d'exposer toutes les découvertes réalisées dans ce domaine mais uniquement d'en introduire quelques-unes parmi les plus pertinentes puis de présenter notre contribution à cette recherche. Nous conseillons fortement la lecture complémentaire de thèses précédemment réalisées sur le sujet ([21], [22] et [23]).

Ce chapitre se déroulera selon un schéma similaire au chapitre 3 sur les jets astrophysiques. Nous présenterons dans un premier temps le contexte astrophysique dans lequel s'inscrit cette étude expérimentale puis nous exposerons les divers modèles théoriques permettant de décrire le comportement de la matière de part et d'autre du front de choc grâce au formalisme de l'hydrodynamique des milieux compressibles dans lequel on inclura les processus radiatifs. Deux nombres sans dimensions Bo et R nous aideront ensuite à définir les conditions expérimentales nécessaires pour atteindre le régime *purement radiatif*. Nous pourrions en montrant comment les simulations numériques nous permettent de sélectionner une configuration de cible adaptée et dans quelle mesure une modification des conditions initiales (nature du gaz, pressions de gaz et configurations de poussoir) change de manière significative le comportement de la matière en amont du front de choc.

A travers deux campagnes expérimentales réalisées sur l'installation GEKKO XII, nous nous appliquerons à produire des chocs dans lesquels les effets radiatifs sont prépondérants puis nous les classerons dans leur domaine radiatif respectif par l'évaluation de l'importance du flux et de la pression radiatifs par rapport à leurs homologues thermiques. Nous tenterons enfin de décrire la morphologie de ces chocs puis d'explorer les différentes explications possibles responsables de la présence d'une émission détectée loin devant le front de choc.

4.1 Contexte astrophysique

Les ondes de choc jouent un rôle crucial dans l'évolution de nombreux systèmes astrophysiques [15], [103] ainsi qu'en laboratoire [104]. C'est particulièrement le cas lors d'explosions d'objets compacts comme les supernovæ où d'énormes quantités d'énergie sont expulsées et la matière éjectée à de grandes vitesses. Les fortes compressions imprimées à l'étoile ainsi qu'au milieu environnant lors de la propagation du choc créent en effet les conditions de tem-

pératures et de densités nécessaires à la fusion de particules irréalisables ailleurs et font de ces objets des environnements indispensables à la création des matériaux connus aujourd'hui.

4.1.1 Les supernovæ, des usines de complexification de la matière

Les supernovæ marquent la mort explosive d'une étoile massive. Elles comprennent un vaste ensemble de phénomènes physiques et sont généralement accompagnées d'une augmentation brève mais fantastiquement grande de leur luminosité. Bien que rares à l'échelle d'une vie humaine, ces phénomènes violents n'en sont pas moins importants dans l'évolution galactique et constituent un facteur important d'enrichissement en éléments lourds du milieu interstellaire. C'est en effet lors de son explosion en supernova que l'étoile libère dans le milieu interstellaire environnant les éléments chimiques qu'elle a synthétisés au cours de son existence, les éléments les plus lourds actuellement recensés étant même créés durant les quelques instants que dure l'explosion. L'onde de choc de la supernova favorise également la formation de nouvelles étoiles en perturbant les nuages moléculaires environnants, initiant puis accélérant ainsi la contraction du milieu interstellaire.

Il existe globalement deux grands mécanismes assez distincts d'ignition d'une supernova : le premier résulte de l'explosion d'un cadavre d'étoile, généralement une naine blanche (supernova thermonucléaire \rightarrow type Ia) ; le second de l'implosion d'une étoile massive qui est encore le siège de réactions thermonucléaires au moment de son implosion (supernova à "effondrement de cœur" ou *core collapse* en anglais \rightarrow types Ib, Ic et II).

• Structure d'une supernova

Tout au long de son évolution, l'étoile passe par plusieurs stades de fusion nucléaire jusqu'à atteindre l'état le plus stable (cœur de fer et de nickel-56). Sous l'effet de la pression gravitationnelle qui établit les conditions requises de température et de densité nécessaires à cette fusion, ces éléments nouvellement créés se répartissent en couches successives donnant ainsi à l'étoile une structure ressemblant à celle d'un oignon (figure 4.1). La pression radiative générée lors de cette fusion permet d'assurer l'équilibre thermodynamique de l'étoile. Ce dernier est rompu lorsque la fusion thermodynamique ne peut plus se faire, ce qui se produit après synthèse du fer. Sa fusion consomme de l'énergie au lieu d'en produire et induit en conséquence une grave perte d'énergie : le cœur de l'étoile devient alors incapable de supporter le poids de ses couches externes et il se contracte entraînant le début du cataclysme.

L'augmentation de pression au cœur de l'étoile finit par dépasser la pression de dégénérescence des électrons. S'en suit alors une phase de neutronisation qui conduit à l'effondrement du cœur en une étoile à neutrons de quelques dizaines de km de diamètre et de la densité d'un noyau atomique et génère un flux massif de neutrinos électroniques. Lorsque la pression thermique au cœur atteint le niveau de dégénérescence des nucléons, les couches externes toujours en contraction finissent par rebondir sur le noyau à des vitesses très élevées autour de 10 - 20 % la vitesse de la lumière (*core bounce process* en anglais). L'onde de choc créée se propage vers l'extérieur, engendrant de nouvelles photodésintégrations, puis entre en compétition avec les couches externes en chute vers le noyau. Sans source externe pour l'accélérer, elle finit par s'épuiser et se stabiliser autour de 100 - 200 km de l'étoile avec une vitesse $\sim 10^4$ km/s.

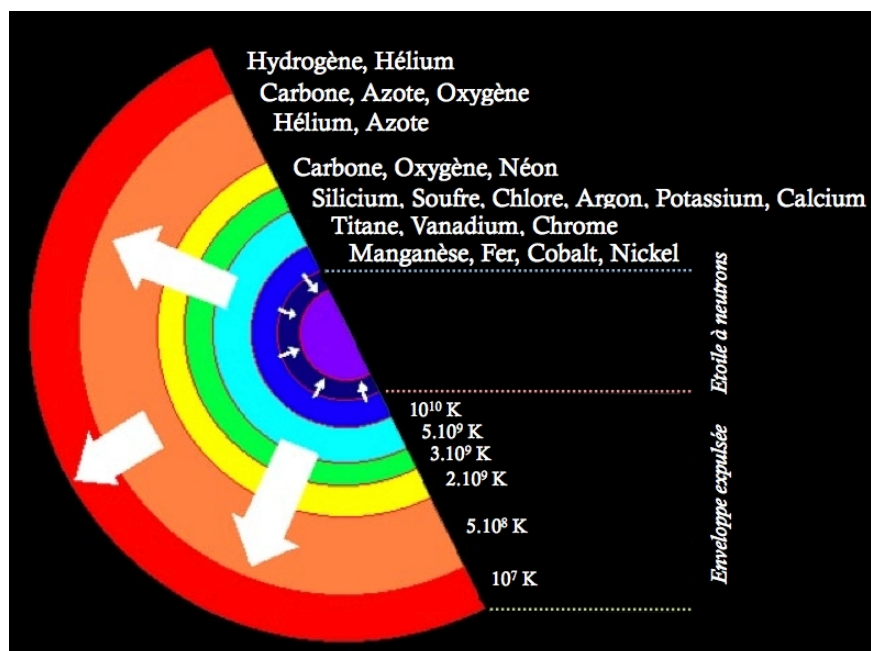


FIGURE 4.1 Structure interne d'une pré-supernova. On remarque la structure en couches successives avec les éléments lourds vers le cœur et les plus légers à la surface de l'objet.

Crédit : <http://www.astrophys.fr>

• Les neutrinos, détonateurs de l'explosion

Les neutrinos, produits lors de la photodésintégration du fer au cœur de l'étoile, s'échappent et diffusent hors de leur étoile génitrice, rattrapent l'onde de choc et chauffent la matière fortement choquée favorisant la création des matériaux les plus lourds (zinc, mercure, or, plomb...), synthétisés nulle part ailleurs. Le reste des neutrinos est ensuite relâché dans l'espace, emportant avec eux plus de 99 % de l'énergie.

4.1.2 Problématiques liées aux explosions de supernovæ

Les supernovæ sont de formidables outils d'étude sur l'évolution de l'Univers et de sa composition, non seulement de part leur variété mais surtout grâce à leur formidable luminosité qui les rendent visibles pendant de longues périodes et sur de longues distances cosmologiques. L'observation de leur luminosité apparente a en particulier mis en évidence le taux d'expansion de l'Univers et donc conduit à l'estimation de la constante de Hubble qui relie distance et vitesse de récession et caractérise l'âge de l'Univers. Leur étude a également permis de comprendre la composition de nombreux astres célestes, y compris les planètes de notre système solaire.

Néanmoins, plusieurs questions restent encore en suspens. En particulier, le mélange d'éléments lourds du cœur lors de leur éjection dans l'enveloppe d'éléments plus légers. Les astronomes ont en effet observé l'apparition prématurée d'éléments lourds comme ^{56}Ni et ^{56}Co dans la photosphère de SN 1987 [105], incompatible avec le modèle d'explosion sphérique

conservant la structure radiale de couches superposées. Un certain nombre d'études ont été réalisées pour expliquer ce phénomène et reposent sur une théorie de mélange impliquant l'instabilité de Richtmeyer-Meshkov [106], [107] dont l'effet est particulièrement pertinent lors du passage du choc à l'interface entre le milieu amont dense et le milieu aval moins dense.

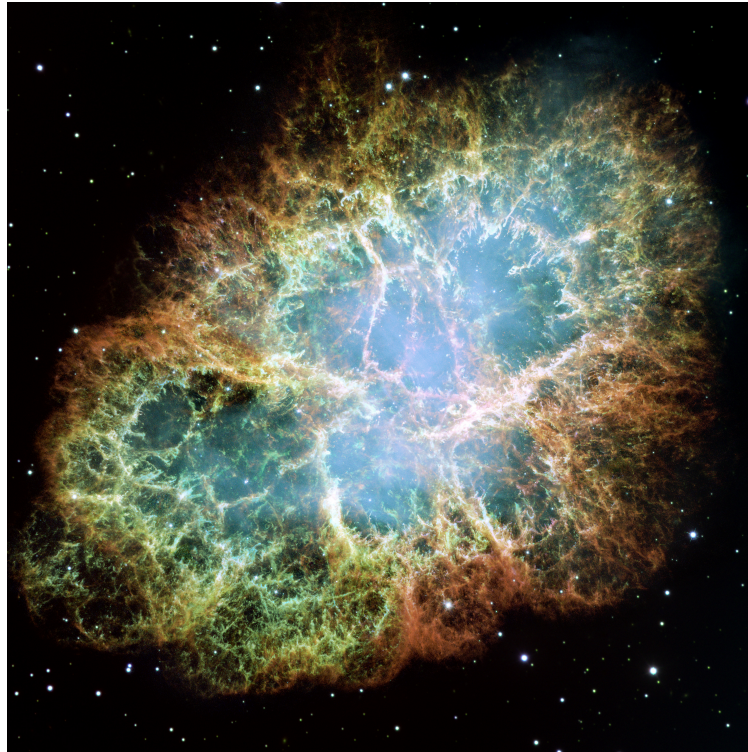


FIGURE 4.2 La Nébuleuse du Crabe, rémanent de la supernova historique SN 1054. Sa source d'énergie est le Pulsar du Crabe.

Les explosions de supernovæ sont des événements très “rapides” (elles ne durent que quelques mois). La plupart des observations réalisées (figure 4.2) ne concernent donc pas ces phénomènes mais plutôt leurs conséquences, les *restes ou rémanents de supernovæ* (*Supernova Remnants* ou SRN en anglais). Elles englobent toutes les structures survenant lors de l'interaction entre l'explosion de l'étoile et l'environnement circumstellaire. La présence d'une source centrale d'énergie interne (pulsar central) peut affecter significativement la forme et l'évolution du rémanent. En l'absence d'une telle source centrale, on distingue essentiellement quatre phases dans la vie d'un rémanent :

- ★ La phase d'**expansion libre**. La matière est éjectée par l'explosion à une vitesse constante très supérieure à la vitesse de libération de l'astre, emportant sur son passage la matière du milieu interstellaire. Cette phase dure tant que la quantité de matière balayée est petite par rapport à la matière éjectée. Le rayon R du rémanent évolue de manière constante selon la loi $R(t) \propto t$.

★ La phase d'**expansion adiabatique** dite *phase de Sedov-Taylor*. La masse de la matière balayée par l'explosion devient significative voire supérieure à la matière éjectée. Cependant, le transfert de quantité de mouvement entre matière en mouvement et matière interstellaire initialement au repos se fait sans perte d'énergie, d'où le terme adiabatique. Le rayon du rémanent croît au cours du temps mais les échanges d'énergie font que cette croissance décélère au cours du temps. Un simple calcul donne une dépendance : $R(t) \propto t^{2/5}$.

★ Une phase de **pertes radiatives**. Cette fois, l'énergie du rémanent est faible, et le choc entre le rémanent proprement dit et le milieu interstellaire provoque des pertes significatives d'énergie. L'expansion du rémanent s'en trouve ralentie avec une loi de puissance possédant un exposant moindre que le facteur $2/5$ de la phase de Sedov-Taylor. Le front avant du rémanent se voit rattrapé par les couches les plus internes, moins sujettes aux pertes radiatives, formant une distribution de matière en coquille.

★ Une phase de **disparition**. La densité du rémanent devient de l'ordre de celle du milieu interstellaire et l'énergie dégagée par les interactions avec le milieu interstellaire devient faible pour rayonner suffisamment. Le rémanent perd son identité et disparaît.

De l'explosion jusqu'aux restes, les supernovæ émettent des quantités d'énergie phénoménales et sont le siège de chocs violents et rapides, de turbulences et d'instabilités. Il existe donc un couplage fort entre hydrodynamique et rayonnement donnant naissance à toute une famille de structure et de comportement radiatifs directement liés aux opacités et autres propriétés optiques de la matière [31]. De nombreuses expériences ont vu le jour depuis les années 1980 avec pour objectif l'étude des chocs radiatifs [108]. D'autres, dédiées à l'étude de l'instabilité de Rayleigh-Taylor, ont mis en évidence des comportements similaires entre ces expériences et les observations de supernovæ [109], [110]. Plus récemment, des chocs forts dans du xénon à 0.2 bar ont été obtenus lors de diverses campagnes expérimentales sur l'installation LULI2000. Les vitesses de chocs atteignent des valeurs de 50 km/s à 75 km/s pour des températures allant de 15 à 20 eV. Dans le précurseur, la densité électronique est de l'ordre de $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [21], [111], [112]. Aux Etats-Unis, l'installation OMEGA (Université de Rochester) a déjà permis d'atteindre dans du xénon à 1 bar des chocs allant entre 110 et 150 km/s [113]. Plusieurs théories analytiques pour des chocs radiatifs stationnaires et ondes de détonation ont également été développées [19], [114], [115].

4.2 Ondes de choc et relations de Rankine-Hugoniot

Avant de discuter en détails la physique liée aux chocs radiatifs, il est intéressant de rappeler ce qu'est un choc hydrodynamique classique. Toute perturbation dans un fluide crée des ondes sonores, se propageant à la vitesse du son et véhiculant l'information de cette perturbation. Si la perturbation se déplace à une vitesse subsonique, l'information se propage plus vite qu'elle, et le milieu s'y adapte de manière continue. Si elle se déplace à une vitesse supersonique, la perturbation se propage plus vite que son information, et le milieu n'a pas le temps de s'adapter. Apparaît alors dans le flot une discontinuité des grandeurs thermodynamiques (de la taille de quelques libres parcours moyens des particules fluides), appelée *choc*, conséquence de la non-linéarité des équations de propagation des ondes sonores dans un milieu.

A l'instar de tous les systèmes hydrodynamiques, magnétohydrodynamiques idéaux et autres, la description du comportement de la matière au passage d'un choc passe par l'établissement des équations de conservation. On considère dans un premier temps la configuration présentée en figure 4.3. Un système hydrodynamique classique fermé¹ caractérisé par les variables thermodynamiques de pression, d'énergie interne et de densité (p_o , E_o et ρ_o) est initialement (à t_o) au repos. Pendant une durée Δt , un piston pénètre dans le milieu avec une vitesse constante lui communiquant ainsi sa vitesse fluide u_p . Dans le cas d'un choc, l'information se propage en avant du piston et crée une discontinuité se déplaçant à une vitesse $u_s > u_p$ qui sera par la suite la *vitesse de choc*. Le milieu choqué lors du passage de la perturbation change d'état thermodynamique ainsi caractérisé par les grandeurs (p_1 , E_1 et ρ_1).

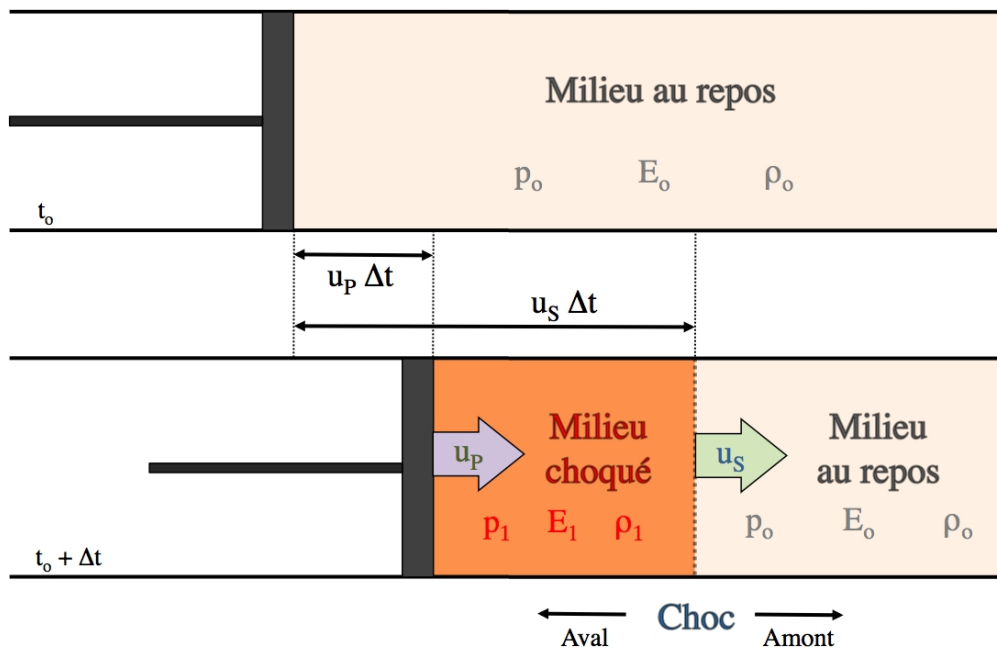


FIGURE 4.3 Propagation d'un choc hydrodynamique généré par un piston dans un milieu initialement au repos.

Nous supposons, pour plus de simplicité, un choc unidimensionnel. On admettra que les particules ont un comportement suffisamment collisionnel pour qu'il puisse être décrit par les grandeurs thermodynamiques conventionnelles (température, densité, pression, vitesse, degré d'ionisation, etc.). En appliquant au système les lois de conservation, nous pouvons extraire des renseignements sur les inconnues du système, *i.e.* l'état du milieu choqué (p_1 , E_1 et ρ_1), la vitesse des particules u_p et la vitesse du choc u_s .

1. On rappelle qu'en thermodynamique, un système *fermé* peut échanger de la chaleur, du rayonnement et du travail avec son environnement mais pas de matière. En revanche, un système *isolé* ne peut pas échanger ni chaleur, ni rayonnement, ni travail, ni matière avec l'extérieur. Nous admettrons ici un système *fermé* et donc l'existence de puits/sources de rayonnement ainsi que de processus de dissipation d'énergie comme le flux de chaleur et la viscosité, par exemple.

★ Conservation de la masse

Pendant l'intervalle de temps Δt , le choc s'est propagé d'une distance $u_s t$. La matière initialement contenue dans cet espace occupe maintenant un volume $(u_s - u_p) t$. Les densités respectives de chacun des deux milieux satisfont donc la relation

$$\rho_1 (u_s - u_p) = \rho_o u_s \quad (4.1)$$

★ Conservation de l'impulsion

L'impulsion acquise par la masse $\rho_o u_s t$ lors du passage de l'onde de choc est directement causée par la force de pression exercée par le piston

$$\rho_o u_s u_p = (p_1 - p_o) \quad (4.2)$$

★ Conservation de l'énergie

L'augmentation de l'énergie totale (incluant à la fois l'énergie cinétique et l'énergie interne) est égale au travail effectué par les forces extérieures agissant sur le piston.

$$\rho_o u_s \left(E_1 - E_o + \frac{u_p^2}{2} \right) = p_1 u_p \quad (4.3)$$

où $E_1 - E_o$ est la variation d'énergie interne entre les deux états que l'on peut ramener à l'expression

$$E_1 - E_o = \frac{u_p^2}{2} \left(1 + \frac{2 p_o}{p_1 - p_o} \right) \quad (4.4)$$

Dans le cas extrême d'un choc très fort ($p_1 \gg p_o$), cette variation d'énergie interne est directement liée au gain en énergie cinétique.

L'introduction de l'enthalpie spécifique du milieu i définie par $h_i = E_i + p_i / \rho_i$ nous permet de dégager les *relations de Rankine-Hugoniot* (tableau 4.1) [18], [48] qui caractérisent les conditions de saut au passage d'un choc hydrodynamique. La connaissance de l'état initial du système ainsi que la mesure de la vitesse du choc u_s associée à ces équations nous donnent accès à l'état thermodynamique du milieu choqué.

En considérant un milieu polytropique et en notant \mathbf{M} le nombre de Mach défini par $\mathbf{M} = u_s / c_{s,o}$ (avec $c_{s,o}$ la vitesse du son dans le milieu non choqué), les relations de Rankine-Hugoniot peuvent s'exprimer sous une forme plus explicite

$$\begin{aligned} \frac{\rho_1}{\rho_o} &= \frac{(\gamma + 1) \mathbf{M}^2}{(\gamma - 1) \mathbf{M}^2 + 2}, & \frac{v_1}{v_o} &= \frac{\rho_o}{\rho_1} = \frac{(\gamma - 1) \mathbf{M}^2 + 2}{(\gamma + 1) \mathbf{M}^2} \\ \frac{p_1}{p_o} &= \frac{2\gamma \mathbf{M}^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} & \text{et} & \quad \frac{p_1}{\rho_o v_o^2} = \frac{2\gamma \mathbf{M}^2}{\gamma (\gamma + 1) \mathbf{M}^2} \end{aligned} \quad (4.5)$$

On peut voir que dans le cas limite d'un choc hydrodynamique fort ($\mathbf{M} \rightarrow \infty$), on retrouve bien les relations usuelles

$$\frac{\rho_1}{\rho_o} = \frac{(\gamma + 1)}{(\gamma - 1)}, \quad \frac{v_1}{v_o} = \frac{(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)}, \quad \frac{p_1}{p_o} \rightarrow \infty, \quad \frac{p_1}{\rho_o v_o^2} = \frac{2}{(\gamma + 1)} \quad (4.6)$$

	Référentiel du laboratoire	Référentiel du choc
Vitesse fluide en amont	$u_o = 0$	$v_o = -u_s$
Vitesse fluide en aval	$u_1 = u_p$	$v_1 = -(u_s - u_p)$
Conservation de la Masse	$\rho_1 = \rho_o u_s / (u_s - u_p)$	$\rho_1 v_1 = \rho_o v_o$
Conservation de l'Impulsion	$p_1 - p_o = \rho_o u_s u_p$	$\rho_1 v_1^2 + p_1 = \rho_o v_o^2 + p_o$
Conservation de l'Energie	$h_o + (u_s^2/2) = h_1 + [(u_s - u_p)^2/2]$	$h_o + (v_o^2/2) = h_1 + (v_1^2/2)$

TABLE 4.1 Vitesses fluides associées aux milieux amont et aval ainsi que relations de Rankine-Hugoniot exprimées respectivement dans le référentiel du laboratoire et le référentiel du choc.

Pour un gaz monoatomique ou totalement ionisé, l'indice polytropique est égal à $5/3$ induisant un taux de compression admissible égal à 4. Dans le cas d'un gaz de photons ($\gamma = 4/3$), ce taux peut encore augmenter jusqu'à 7 [19]. Lorsque l'indice polytropique diminue encore (pour des gaz diatomiques ou partiellement ionisés), le taux de compression maximum est plus élevé et peut atteindre des valeurs autour de 10 - 20. Nous verrons que dans le cas du xénon, le caractère partiellement ionisé que ce gaz conduit à un indice $\gamma \sim 1.2$ et donc à un taux de compression égal à 11.

Que se passe-t-il alors lorsque le rayonnement ne peut plus être négligé ? Comment affecte-t-il la structure du choc ?

Nous venons de voir qu'au passage d'un choc hydrodynamique, la matière est comprimée, chauffée et son énergie augmente. Une élévation significative de la température induit l'excitation, la dissociation et l'ionisation des atomes et molécules du gaz qui vont donc se mettre à rayonner de manière isotrope. Une partie de cette énergie est réabsorbée par la matière choquée tandis que le reste est évacué sous forme de photons. Le rayonnement, beaucoup plus rapide (vitesse $\lesssim c$) se propage au-delà du front de choc. Si le milieu amont non perturbé est opaque à ce rayonnement, les photons sont réabsorbés et la matière est chauffée en amont du choc, conduisant au développement d'un précurseur radiatif. On qualifie alors l'ensemble choc hydrodynamique - précurseur radiatif de *choc radiatif* représenté dans la figure 4.4.

La longueur du précurseur est directement liée au libre parcours moyen des photons dans le fluide amont. Cette distance étant largement supérieure au libre parcours moyen des particules fluides, le choc hydrodynamique sera représenté comme une discontinuité tandis que le précurseur aura une extension spatiale en amont du front de choc. La profondeur optique caractéristique du milieu dans lequel se propage le choc radiatif influence directement sa structure interne [19], [48], [115]. Nous présenterons par la suite une classification détaillée des catégories de chocs actuellement recensées ainsi que leurs différences intrinsèques.

Introduisons à présent les équations régissant les conditions de saut au passage d'un choc *radiatif* unidimensionnel, exprimées dans le référentiel du choc. Ce sont les mêmes équations de Rankine-Hugoniot que celles présentées ci-dessus (tableau 4.1), mais dans lesquelles

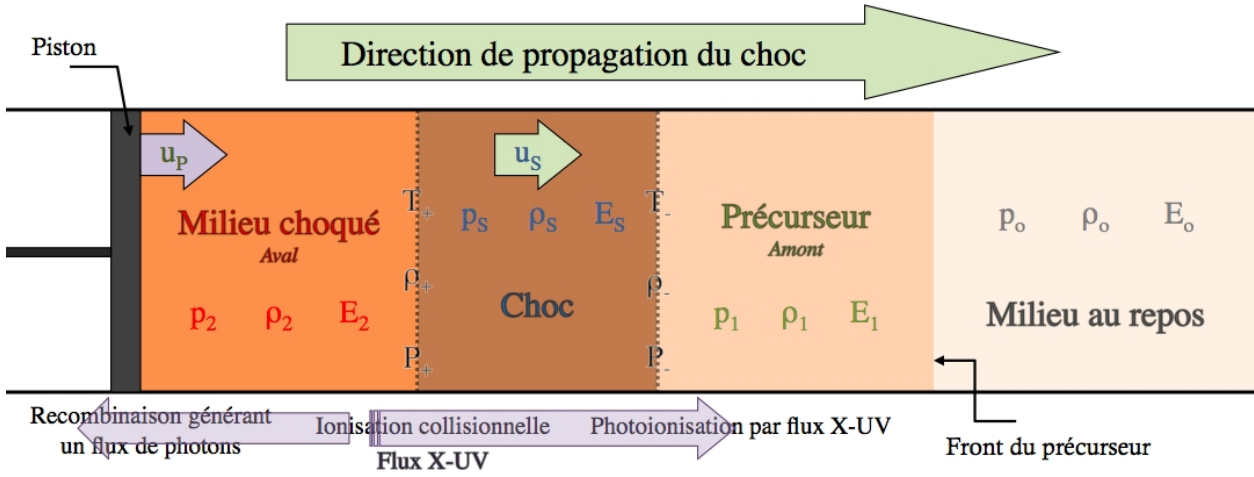


FIGURE 4.4 Représentation schématique de la structure d'un choc radiatif.

on considère cette fois-ci les contributions de l'énergie, de la pression et du flux radiatif, respectivement notés E_{rad} , p_{rad} et F_{rad} :

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \quad (4.7)$$

$$\rho_1 v_1^2 + p_{th1} + p_{rad1} = \rho_2 v_2^2 + p_{th2} + p_{rad2} \quad (4.8)$$

$$v_1 \left(\rho_1 h_1 + \frac{\rho_1 v_1^2}{2} + p_{rad1} + E_{rad1} + \rho_1 E_{exc1} \right) + F_1^{rad} = v_2 \left(\rho_2 h_2 + \frac{\rho_2 v_2^2}{2} + p_{rad2} + E_{rad2} + \rho_2 E_{exc2} \right) + F_2^{rad} \quad (4.9)$$

Dans le cas d'un gaz parfait polytropique, la pression thermique et l'enthalpie sont définies respectivement par les expressions suivantes

$$p_{th} = \rho \frac{RT(1+Z^*)}{A} \quad \text{et} \quad h = \frac{\gamma}{\gamma-1} p_{th} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \rho \frac{RT}{A} (1+Z^*) \quad (4.10)$$

On rappelle les expressions des autres grandeurs thermodynamiques présentées dans la section 1.2.4.2

$$\begin{aligned} p_{rad} &= \frac{E_{rad}}{3} = \frac{a T^4}{3} = \frac{4 \sigma T^4}{3 c} & \text{Energie et Pression radiatives} \\ F_{th} &= -K_{th} \nabla T = -\chi \rho C_p \nabla T & \text{Flux thermique} \\ F_{rad} &= -\frac{\bar{l}(\rho, T) c}{3} \nabla(a T^4) = -\frac{c}{3 \kappa_R} \nabla(a T^4) & \text{Flux radiatif} \end{aligned}$$

L'énergie et la pression radiative sont toutes deux considérées dans le cas où le rayonnement est à l'équilibre et peut être approximé à un rayonnement de corps noir. Cette hypothèse est correcte uniquement pour des milieux à fortes densités lorsque l'opacité du matériau

est importante [48]. Nous avons également pris en compte dans cette équation l'énergie d'excitation E_{exc} des particules (qui inclut la vibration, la rotation, le passage vers un niveau plus excité *i.e.* toute énergie induisant une modification de l'état des particules).

Nous pouvons considérer dans un premier temps une contribution négligeable des flux radiatifs puisque nous nous trouvons dans un milieu optiquement épais et que nous observons des régions du plasma très loin du front de choc. Contrairement à la zone du choc, le rayonnement y est à l'équilibre et le gradient de température y est plus souple et plus faible. Comparés aux autres grandeurs thermodynamiques, les flux peuvent être négligés. Les équations (4.7), (4.8) et (4.9) prennent donc la forme

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \quad (4.11)$$

$$\rho_1 v_1^2 + \rho_1 \frac{R T_1 (1 + Z_1^*)}{A} + \frac{a T_1^4}{3} = \rho_2 v_2^2 + \rho_2 \frac{R T_2 (1 + Z_2^*)}{A} + \frac{a T_2^4}{3} \quad (4.12)$$

$$\begin{aligned} \rho_1 v_1 \left[\frac{\gamma}{\gamma - 1} \rho_1 \frac{R T_1}{A} (1 + Z_1^*) + \frac{v_1^2}{2} + E_{exc1} \right] + \frac{4 v_1 a T_1^4}{3} = \\ \rho_2 v_2 \left[\frac{\gamma}{\gamma - 1} \rho_2 \frac{R T_2}{A} (1 + Z_2^*) + \frac{v_2^2}{2} + E_{exc2} \right] + \frac{4 v_2 a T_2^4}{3} \end{aligned} \quad (4.13)$$

Pour simplifier au mieux les équations, nous introduisons des grandeurs adimensionnées entre les variables thermodynamiques de chaque système

$$r = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{1}{\eta} \quad \text{Densités} \quad (4.14)$$

$$\Pi = \frac{p_{th2}}{p_{th1}} \quad \text{Pressions thermiques} \quad (4.15)$$

$$\tilde{Z} = \frac{(1 + Z_1^*)}{(1 + Z_2^*)} \quad \text{Ionisations} \quad (4.16)$$

$$\Theta = \frac{T_2}{T_1} = \frac{\tilde{Z} \Pi}{r} \quad \text{Températures} \quad (4.17)$$

Le système d'équations peut se réduire à une forme plus simplifiée. En normalisant l'équation (4.12) avec p_{th1} et l'équation (4.13) avec $[\gamma/(\gamma - 1)] p_{th1} v_1$, elles prennent respectivement les formes

$$\gamma \mathbf{M}^2 + 1 + \alpha = \frac{\gamma \mathbf{M}^2}{r} + \Pi + \frac{\alpha \Pi^4 \tilde{Z}^4}{r^4} \quad (4.18)$$

$$1 + 4\alpha \frac{\gamma - 1}{\gamma} + \mathbf{M}^2 \frac{\gamma - 1}{2} = 4 \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\alpha \tilde{Z}^4 \Pi^4}{r^5} + \Delta\epsilon + \frac{\Pi}{r} + \frac{(\gamma - 1) \mathbf{M}^2}{2r^2} \quad (4.19)$$

avec α , le rapport de la pression radiative sur la pression thermique qui souligne l'importance du rayonnement

$$\alpha = \frac{p_{rad1}}{p_{th1}} \quad (4.20)$$

et $\Delta\epsilon$ la variation d'énergie d'excitation normalisée d'expression

$$\Delta\epsilon = \epsilon_2 - \epsilon_1 \quad \text{avec} \quad \epsilon = \frac{(\gamma - 1)E_{exc}}{c_s^2} \quad (4.21)$$

On rappelle que le nombre de Mach \mathbf{M} est défini comme le rapport de la vitesse du choc sur la vitesse du son dans le matériau non choqué

$$\mathbf{M} = \frac{u_s}{c_{s1}} \quad \text{avec} \quad c_{s1} = \sqrt{\frac{\gamma p_{th1}}{\rho_1}} \quad (4.22)$$

4.3 Frontière entre régimes hydrodynamique et radiatif

L'introduction du rayonnement dans les équations de Rankine-Hugoniot complique sérieusement leur résolution. Outre l'état thermodynamique du milieu choqué jusqu'alors inconnu, le degré polynomial élevé de ces équations empêche leur résolution analytique et nécessite l'utilisation d'importants moyens numériques, particulièrement dans le régime non stationnaire.

Il est cependant possible d'estimer les conditions limites à ces équations. Le cas hydrodynamique, très simple ($\alpha = 0$ et $\Delta\epsilon = 0$) auquel on peut rajouter la limite de choc fort ($M \rightarrow \infty$) nous permet de retrouver les relations (4.6).

L'équation (4.18) peut se réduire sous la forme d'une équation du second degré aisément résoluble, décrivant l'évolution du taux de compression r (inversement proportionnel au rapport des vitesses η) en fonction du rapport de températures Θ [19]

$$\gamma \mathbf{M}^2 \eta^2 + (\alpha \Theta^4 - 1 - \alpha - \gamma \mathbf{M}^2) \eta + \frac{\Theta}{Z} = 0 \quad (4.23)$$

Les solutions de cette équation nous donne les limites des différents régimes que l'on présentera dans la figure 4.5. Elle repose sur une étude analytique présentée par [19] dans laquelle le taux de compression r entre les deux milieux est estimé en fonction de la vitesse du choc (à travers le nombre de Mach). Le choc est considéré stationnaire et le gaz, totalement ionisé (*i.e.* l'étude ne tient pas compte de l'ionisation du milieu).

On distinguera en particulier les régimes hydrodynamique et radiatif délimités par le nombre de Mach \mathbf{M}_{rad} pour lequel les pressions thermique et radiative sont égales. En prenant en compte le degré d'ionisation moyen Z^* , sa valeur typique de \mathbf{M}_{rad} est égale à [21]

$$\mathbf{M}_{rad} = \frac{7^{7/6}}{6^{1/2}} \frac{1}{\gamma^{1/2} Z^{*2/3} \alpha^{1/6}} \quad (4.24)$$

Nous pouvons voir que cette frontière est particulièrement sensible au degré d'ionisation du milieu, surtout si le milieu est partiellement ionisé. En se basant sur l'étude des chocs radiatifs stationnaires réalisée par Bouquet et *al.* [19], il est possible d'estimer la vitesse de choc seuil, notée v_s^{crit} pour laquelle la pression thermique égale la pression radiative

$$v_s^{crit} = \mathbf{M}_{rad} \cdot c_s \sim 2053 \frac{(1 + Z^*)^{2/3} (\rho_1 [\text{g/cm}^{-3}])^{1/6}}{A^{2/3}} \quad (4.25)$$

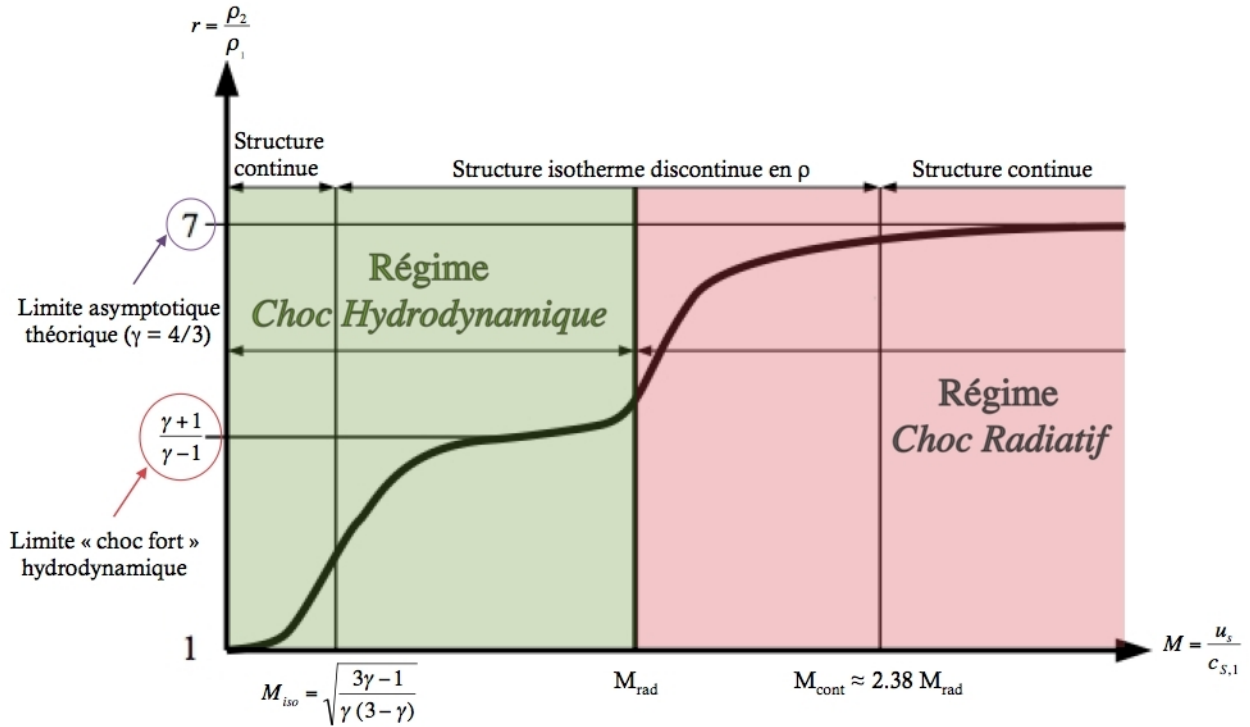


FIGURE 4.5 Représentation des différents régimes de choc à travers l'évolution de la compression r en fonction du nombre de Mach M (et donc de la vitesse du choc) adaptée de [19]

Cette vitesse est particulièrement importante car elle marque la frontière du régime radiatif. Les conditions initiales (énergie, pression d'ablation, etc.) étant fixées par l'installation laser, il est néanmoins possible d'accéder à ce régime en adaptant en conséquence la cible de telle manière à ce que cette frontière soit la plus faible possible. Nous verrons que le choix d'un matériau lourd (\equiv de grand numéro de masse A comme l'argon, le xénon ou le krypton) mais de faible densité (sous forme de gaz ou de mousse) sera beaucoup plus judicieux pour explorer ce domaine particulier.

4.4 Classification des chocs radiatifs

Nous avons décrit succinctement dans la section 4.2 les équations régissant le comportement de la matière de part et d'autre du front de choc et comment le rayonnement modifie sa structure. Puis nous avons déterminé dans la section 4.3 la vitesse limite à atteindre pour passer dans le régime radiatif.

Nous présentons dans la figure 4.6 les profils de densité et de température caractéristiques des deux régimes précédemment cités (hydrodynamique et radiatif). Nous allons maintenant nous attacher à décrire les différentes catégories de chocs radiatifs en nous appuyant sur les précédentes classifications réalisées ([17], [19], [116]). La classification que nous allons

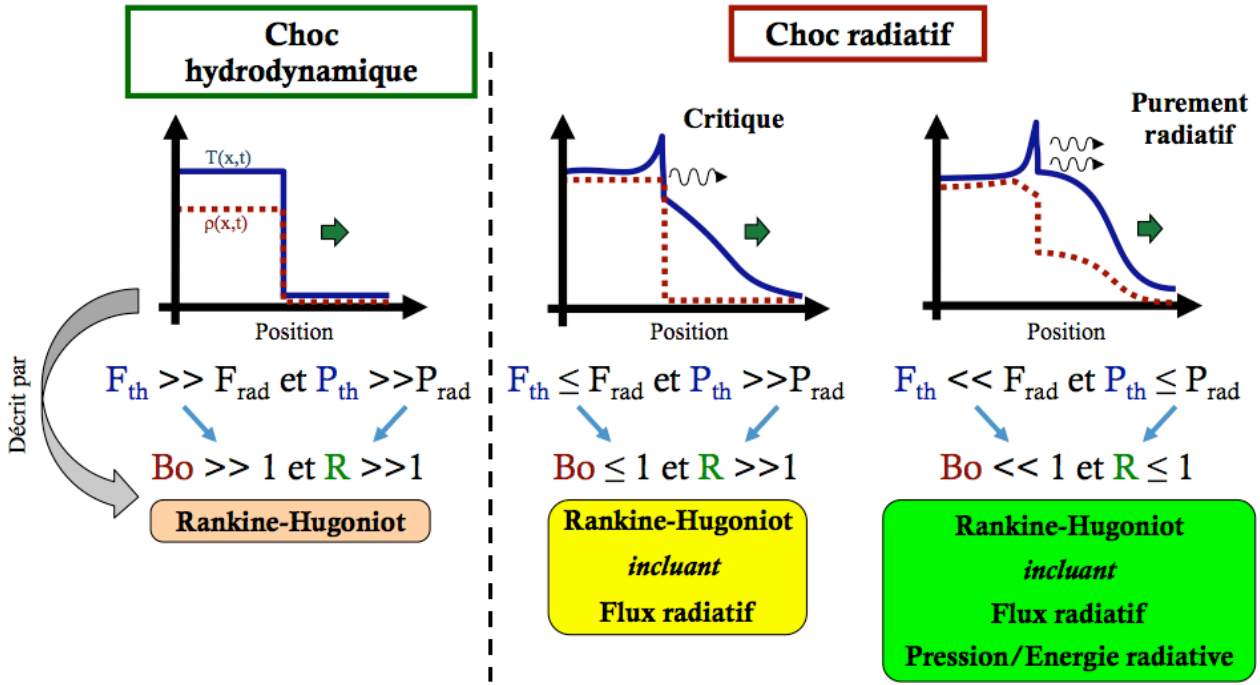


FIGURE 4.6 Profils de densité et de température caractéristiques des régimes de chocs hydrodynamique et radiatif. On présente en particulier pour ce dernier deux types de profils sensiblement différents (critique et purement radiatif) où le flux et la pression radiatifs dominent de manière différente. Pour chaque catégorie sont indiqués les équations permettant de décrire leur comportement.

énoncer ici repose sur l'introduction de trois paramètres sans dimension qui nous aideront à déterminer si les paramètres de pertes radiatives comme le refroidissement Λ , le flux radiatif F_{rad} , la densité d'énergie E_{rad} et la pression radiative p_{rad} doivent être pris en compte dans la description du comportement du plasma.

★ Le paramètre de **refroidissement** χ compare le temps de refroidissement t_{cool} au temps caractéristique du système t_{hydro} . Il n'est pas sans rappeler le paramètre χ_s qui permet de déterminer le caractère radiatif d'un jet de plasma. Le paramètre χ peut s'exprimer en fonction de la densité ρ , de la température T et de la vitesse post-choc v de la forme

$$\chi \equiv \frac{t_{cool}}{t_{hydro}} = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{k_B}{\mu m_p} \frac{\rho v T}{\Lambda(\rho, T) L} \quad (4.26)$$

avec k_B la constante de Boltzmann et μm_p la masse réduite [116]. Cette définition est uniquement valide pour des plasmas optiquement fin puisque l'introduction de la fonction de refroidissement Λ (directement liée à l'opacité du milieu [31]) est une approximation des effets de transfert radiatif. Dans le cas de plasmas optiquement épais, le terme $\Lambda(\rho, T) L$ peut être remplacé par le flux radiatif F_{rad} et le paramètre χ prend l'expression

$$\chi \equiv \frac{t_{cool}}{t_{hydro}} = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{k_B}{\mu m_p} \frac{\rho v T}{F_{rad}} \quad (4.27)$$

Si χ est très important ($\chi \gg 1$), le choc n'est pas radiatif. Dans le cas où ce paramètre est très faible ($\chi \ll 1$), le refroidissement radiatif domine et doit donc être pris en compte.

★ Le **nombre de Boltzmann** Bo compare le flux d'enthalpie du matériau (ou flux thermique) avec le flux radiatif. Il a pour expression [116]

$$Bo = \frac{\text{Flux d'enthalpie}}{\text{Flux radiatif}} \equiv \frac{(\rho\epsilon + p_{th})v}{F_{rad}} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{k_B}{\sigma\mu m_p} \frac{\rho v}{T^3 f(\tau)} \quad (4.28)$$

où $\rho\epsilon$ et p_{th} sont respectivement l'énergie interne du matériau et la pression thermique, σ la constante de Stefan-Boltzmann et τ la profondeur optique de la région chauffée par le choc. La fonction $f(\tau)$ correspond au rapport du flux radiatif réel avec celui caractéristique d'un corps noir σT^4 . Cette fonction équivaut à τ pour des plasmas optiquement fins et à 1 pour des plasmas optiquement épais. R. P. Drake [31] fournit une expression de cette fonction : $f(\tau) = 1 + e^{-\tau}(\tau - 1) - \tau^2 E_1(\tau)$ où $E_1(\tau)$ est l'intégrale exponentielle d'ordre 1. Cette expression peu usuelle peut se ramener à des considérations plus simples si l'on reprend la définition du flux radiatif de l'équation (1.28)

$$F_{rad} = -K_\gamma \nabla T$$

avec la conductivité K_γ d'expression [18] (équation 1.29)

$$K_\gamma = \frac{16}{3} \bar{l}(\rho, T) \sigma T^3$$

où $\bar{l}(\rho, T)$ est le libre parcours moyen des photons. Si l'on introduit la grandeur L_T équivalente de la longueur caractéristique du gradient de température (*i.e.* $(L_T)^{-1} = \nabla T/T$), le flux radiatif F_{rad} peut se réduire à une fonction dépendante de son équivalent dans le cas d'un corps noir σT^4

$$F_{rad} = \underbrace{\frac{16}{3} \frac{\bar{l}(\rho, T)}{L_T}}_{\propto f(\tau)} \sigma T^4 \quad (4.29)$$

La profondeur optique étant directement dépendante de l'opacité et donc du libre parcours moyen des photons, on retrouve une expression simplifiée de la fonction $f(\tau)$ introduite par R. P. Drake [31]. Si $Bo \ll 1$ alors le transport d'énergie par l'intermédiaire du flux radiatif est important et doit être pris en compte.

★ Le rapport R , que l'on appellera **nombre de Mihalas**², équivaut au rapport de l'énergie interne $\rho\epsilon$ sur la densité d'énergie radiative E_{rad} . Puisque la pression radiative p_{rad} est directement proportionnelle à E_{rad} ($E_{rad} = 3p_{rad}$), ce rapport permet d'apprécier l'influence

2. Il ne s'agit pas de la dénomination officielle de ce rapport. Nous avons ici choisi d'utiliser la convention introduite par [32] en hommage à Mihalas et Wieber-Mihalas [48] qui furent les premiers à employer le rapport des énergies thermique sur radiative pour estimer l'influence du rayonnement.

de la pression radiative sur la structure du choc et donc de savoir si le choc est radiatif ($R \ll 1$) ou non ($R \gg 1$) [116].

$$R = \frac{\text{Energie thermique}}{\text{Energie radiative}} \equiv \frac{\rho\epsilon}{E_{rad}} = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{k_B}{a_R \mu m_p} \frac{\rho}{T^3 g(\tau)} \quad (4.30)$$

avec a_R la constante radiative et $g(\tau)$ le rapport de la densité d'énergie réelle avec la densité d'énergie émise par un corps noir égale à $a_R T^4$. Cette fonction est caractéristique de la profondeur optique τ et de la géométrie du milieu. Pour des plasmas optiquement fins, elle est égale à τ tandis que pour des plasmas optiquement épais, elle approche la valeur limite 1. En admettant une géométrie plane, elle a pour expression générale $g(\tau) = 1 - e^{-\tau} + \tau E_1(\tau)$ et n'est pas sans rappeler la fonction $f(\tau)$ précédemment définie dans le cas du flux radiatif.

En faisant l'hypothèse d'un gaz parfait polytropique d'indice adiabatique γ et en supposant une approximation de corps noir (et donc de plasma optiquement épais $\rightarrow f(\tau) \sim 1$), ce rapport peut s'estimer en fonction du rapport de la pression thermique p_{th} sur la pression radiative p_{rad}

$$R = \frac{\rho\epsilon}{E_{rad}} = \frac{p_{th}}{\gamma - 1} \frac{1}{3 p_{rad}} = \frac{1}{3(\gamma - 1)} \frac{p_{th}}{p_{rad}} \quad (4.31)$$

L'expression (4.31) est parfois plus commode à utiliser lors d'études numériques car on a généralement directement accès aux pressions contrairement aux densités d'énergie. Néanmoins, l'estimation des nombres Bo et R caractéristiques d'un choc radiatif particulier est assez grossière car elle suppose d'importantes contraintes, notamment le caractère optiquement épais du plasma, ce qui n'est pas du tout vérifié, afin de s'affranchir de la fonction $f(\tau)$ (respectivement $g(\tau)$) difficilement estimable.

Nous allons maintenant nous servir de ces trois paramètres pour définir les trois grandes structures radiatives que nous pourrions explorer en nous basant uniquement sur la description qualitative faite par Zel'dovich et Raizer [18] ainsi que sur des comparaisons entre les flux et pressions radiatifs avec leurs homologues thermiques respectives. Nous nous reportons également à la figure 4.6 en y incluant les notations de la figure 4.4 en particulier en ce qui concerne les températures, densités et pressions de part et d'autre de la discontinuité de choc.

• Choc classique

Un choc, par définition, se traduit par une discontinuité des grandeurs thermodynamiques (température, pression, densité) lorsque le fluide se déplace à une vitesse v plus importante que la vitesse du son c_s caractéristique du milieu non perturbé. Le temps hydrodynamique est suffisamment long pour permettre une thermalisation du milieu choqué de température $T_+ = T_2$. Dans ce schéma le milieu n'est pas assez chaud pour permettre une influence notable du rayonnement sur la structure du choc qui est donc caractérisée par des nombres $\chi \gg 1$, $Bo \gg 1$ et $R \gg 1$.

• Choc critique

Au fur et à mesure que la vitesse du choc augmente, le système s'éloigne du schéma classique pour entrer dans la structure critique. Le milieu choqué voit sa température augmenter en conséquence tandis que le temps hydrodynamique devient plus court entraînant la formation d'une zone localisée derrière le front de choc de densité égale à la zone post-choc ($\rho_+ = \rho_2$) mais de température plus importante ($T_+ > T_2$). Cette zone, plus chaude, est le siège d'une ionisation plus importante de la matière qui va donc se mettre à rayonner. Ce rayonnement se propageant devant le front de choc va rapidement être réabsorbé sur une distance de l'ordre du libre parcours moyen et chauffe le gaz au repos à une température $T_- > T_o$ qui va tendre vers T_o au bout de quelques libres parcours moyens. Cette zone située devant le front de choc forme le *précurseur radiatif* [117] [118]

Une particule se trouvant sur le chemin du choc va donc être chauffée par le précurseur à une température T_- près de la discontinuité puis est accélérée lorsqu'elle est atteinte par le choc et donc chauffée à la température T_+ avant de se refroidir enfin à T_2 à cause du flux radiatif. Le profil de densité reste quant à lui peu différent de celui d'un choc hydrodynamique.

Dans ce type de choc radiatif, la vitesse du choc de plus en plus importante conduit à un nombre de Mach suffisamment fort sans pour autant atteindre la valeur critique M_{rad} qui marque le régime purement radiatif $\rightarrow M < M_{rad}$. Les effets radiatifs deviennent néanmoins importants ($\chi \ll 1$). Bien que la densité d'énergie E_{rad} et la pression radiative p_{rad} soient toujours négligeable ($R \gg 1$), le flux radiatif F_{rad} qui est à l'origine de la formation du précurseur doit être pris en compte ($Bo \ll 1$).

• Choc purement radiatif

Lorsque l'on fournit d'avantage d'énergie au choc, les effets radiatifs deviennent largement dominants. La température T_- continue à augmenter pour atteindre sa valeur limite T_2 qu'elle ne peut dépasser pour assurer la cohérence thermodynamique. Les zones aval et amont sont séparées par un pic de température où se situe la zone de compression du choc. Le précurseur quant à lui se développe en amont du front de choc et son épaisseur augmente de plus en plus. L'épaisseur de la discontinuité de choc, inférieure au libre parcours moyen des photons, a au contraire tendance à diminuer puisqu'elle n'est plus alimentée par les photons.

Dans ce cas présent, la vitesse du choc est suffisamment importante pour que $M > M_{rad}$ conduisant donc à $\chi \ll 1$, $Bo \ll 1$ et $R \ll 1$. La pression radiative p_{rad} ne peut plus être négligée. Lorsque la profondeur optique τ est très importante ($\tau \gg 1$), l'approximation de la diffusion peut être utilisée pour modéliser le transfert radiatif, excepté près du saut de densité [19], [104]. Dans ce cas, il est possible de substituer à la place de p_{rad} , un terme proportionnel à $a_R T^4$.

4.5 Contraintes expérimentales et conception de cibles

Nous avons vu dans la section 4.4 la classification des chocs radiatifs. L'établissement des nombres sans dimension ainsi que la résolution des équations de Rankine-Hugoniot dans le

référentiel du choc et prenant en compte les effets radiatifs nous ont permis de dégager une vitesse limite introduite dans l'équation 4.25

$$v_s^{crit}[\text{km/s}] = \mathbf{M}_{rad} \cdot c_s \sim 2053 \frac{(1 + Z_2^*)^{2/3} (\rho_1[\text{g/cm}^{-3}])^{1/6}}{A^{2/3}} \propto \frac{\rho^{1/6}}{A^{2/3}}$$

Au-delà de cette vitesse, le choc devient *purement radiatif* et les effets radiatifs, exprimés à travers la pression, le flux et la densité d'énergie radiative ne peuvent plus être négligés. La structure et la dynamique mêmes du choc en sont profondément modifiées. Nous allons tenter d'atteindre et si possible d'étudier ce régime en produisant un choc suffisamment fort pour que le rayonnement produit par la matière choquée viennent interagir avec le milieu en amont et modifier en conséquence la propagation du choc.

L'équation 4.25 nous donne un point de départ dans la conception de la cible puisqu'elle met en évidence la forte dépendance de la vitesse critique en fonction de la nature du milieu. Deux choix se sont alors présentés pour pouvoir atteindre le régime purement radiatif :

- Communiquer au matériau une densité d'énergie suffisamment importante pour que la vitesse du choc fort soit supérieure à la vitesse v_{crit} caractéristique du milieu dans lequel il se propage.
- Diminuer la valeur de la vitesse limite en modifiant le milieu de propagation.

Les caractéristiques propres de l'installation de puissance créant le choc limitent la quantité d'énergie ainsi que l'intensité sur cible que l'on peut communiquer au matériau créant le choc et nous fixent en conséquence la vitesse de choc limite que l'on peut obtenir. La seule solution pour augmenter l'influence du rayonnement revient donc à abaisser au mieux la limite *purement radiative* en ajustant la nature du milieu de propagation.

Afin de restreindre le plus possible les interactions entre les particules et de faciliter le traitement des processus radiatifs (y compris l'ionisation, etc.), nous nous restreindrons à l'utilisation de gaz rares. Nous présentons dans la figure 4.7 l'évolution de la vitesse critique v_{crit} (telle qu'elle est exprimée dans l'équation 4.25) en fonction de la densité ρ pour plusieurs gaz rares. Puisqu'elle dépend du degré d'ionisation Z^* du milieu choqué, nous fixons pour l'instant cette valeur³ à 10 ce qui correspond à des états d'ionisation moyens possibles dans les conditions de températures attendues, en particulier pour les éléments les plus lourds [21]. Nous observons, pour une même densité de gaz, une très nette diminution de la vitesse critique lorsque l'on augmente le numéro atomique du milieu de propagation. Cette diminution s'accroît pour un même matériau par l'utilisation de densités plus faibles. On observe ainsi des différences de vitesses pouvant atteindre les 20 % lorsque la pression de gaz est divisée par deux (100 mbar \rightarrow 50 mbar).

Afin d'atteindre le régime *purement radiatif* ou, le cas échéant, de pouvoir s'en approcher au maximum, nous utiliserons donc le gaz rare le plus lourd à notre disposition, en l'occurrence **le Xénon** (les matériaux de numéro atomique Z plus élevé comme le Radon devraient, en

3. Cette valeur est bien évidemment valable uniquement pour des éléments lourds comme Xe et Kr (que nous utiliserons plus tard dans l'étude) qui présentent l'avantage de céder relativement facilement leurs électrons de valence.

théorie, être plus favorables mais leur nature radioactive les rendent impossibles à exploiter en laboratoire).

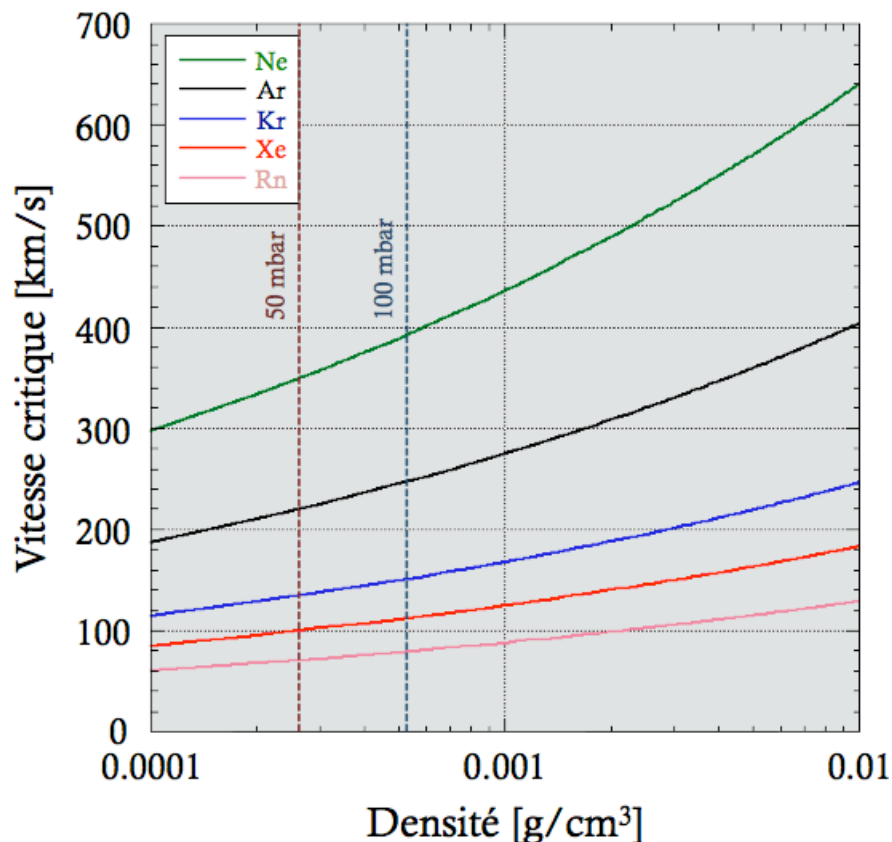


FIGURE 4.7 Evolution de la vitesse critique théorique en fonction de la densité pour plusieurs gaz rares et pour un degré d'ionisation Z égal à 10.

En ce qui concerne la densité/pression initiale du gaz, nous les avons choisis assez faibles pour diminuer la vitesse critique mais suffisamment importantes pour induire des modifications détectables par les diagnostics (surtout en interférométrie et émission propre) et permettre une bonne comparaison avec des expériences précédemment réalisées avec ce même matériau [21]. Les pressions initiales utilisées varient entre 50 et 100 mbar correspondant respectivement à des densités massiques de l'ordre de 2.65×10^{-4} g/cm³ et 5.3×10^{-4} g/cm³. Le gaz devrait donc, à ces pressions initiales, être *théoriquement* caractérisé par des vitesses critiques de l'ordre 100 et 120 km/s. Cette étude est néanmoins très approximative puisque le modèle introduit par [19] repose sur une nature stationnaire du choc et traite le milieu ambiant comme un gaz totalement ionisé. Bien que nous l'ayons quelque peu adapté, le traitement de l'ionisation n'est pas assez rigoureux et les barres d'erreur restent importantes. Elle permet néanmoins d'obtenir une borne inférieure de la vitesse critique, nous permettant ainsi d'apprécier, à titre de comparaison, l'évolution de cette vitesse selon les différents matériaux. Une estimation plus importante de cette vitesse limite par [118] situe plutôt la vitesse limite autour de 190 km/s pour 50 mbar et autour de 220 km/s pour 100 mbar dans

le cas du xénon.

L'estimation de la vitesse de choc minimale à atteindre dans les conditions de pression choisies étant réalisée, il est nécessaire de développer une configuration de cible adaptée pour produire et diagnostiquer ce choc potentiellement radiatif. Nous avons choisi de reprendre et d'adapter un schéma de cible précédemment utilisé et qui a prouvé sa fiabilité [21]. Cette cible est présentée dans la figure 4.8 dont le principe est le suivant : le laser de puissance dépose son énergie dans une cible solide (en l'occurrence ici un multicouche de polystyrène et de titane/étain/plastique bromé) qui va générer une onde de choc fort. Ce choc est ensuite transmis à un gaz de xénon de faible densité permettant, le cas échéant, la mise en place d'une structure de choc radiatif.

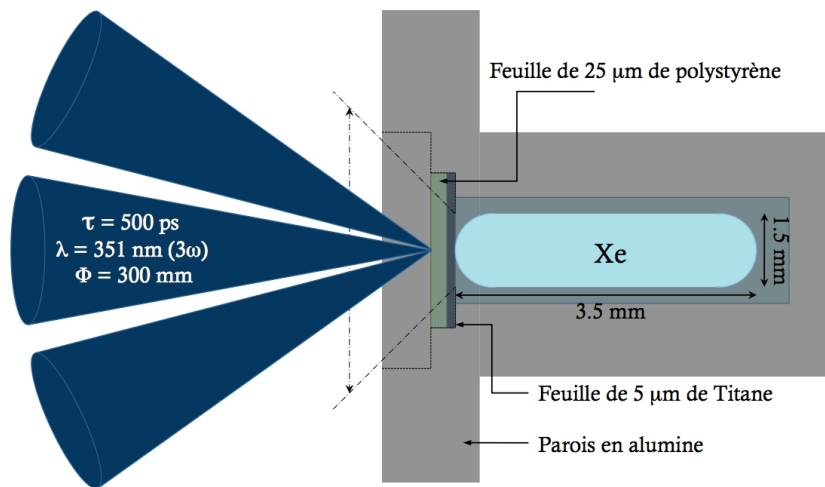


FIGURE 4.8 Représentation schématique de la cellule de gaz. Seuls 3 des 9 faisceaux de l'installation GEKKO XII sont ici représentés.

★ La cible solide

Le dimensionnement de la cible solide multicouche a été réalisé grâce au code hydrodynamique radiatif monodimensionnel MULTI [101]. Nous avons utilisé un bicouche assez populaire composé de plastique et d'un bouclier (généralement un matériau lourd). Le plastique est très souvent employé comme *ablateur* [119] et permet de réduire, autant que faire se peut, le rayonnement X de la couronne susceptible de préchauffer le matériau en amont du choc [120], notamment le xénon. Afin d'absorber au maximum les rayons X résiduels de la couronne se propageant à l'intérieur de la cible, nous rajoutons à la suite du plastique une fine couche d'un deuxième matériau plus lourd et plus absorbant qui servira donc de *bouclier*.

Le choix de la cible résulte d'un compromis entre la volonté d'obtenir une vitesse la plus élevée possible et de limiter au maximum le préchauffage du xénon initialement non

perturbé en amont. Une vitesse plus élevée implique l'emploi de matériaux légers mais au risque d'augmenter le préchauffage que l'on peut endiguer avec des matériaux de Z plus élevés.

Nous avons initialement choisi d'étudier deux matériaux potentiels comme bouclier : le titane (Ti) et le plastique bromé (CHBr). Au sortir de l'étude paramétrique, les épaisseurs *idéales* pour ces deux configurations de cibles sont

$$\begin{aligned} 15 \mu\text{m CH} - 5 \mu\text{m Ti} &\rightarrow 25 \mu\text{m CH} - 5 \mu\text{m Ti} \\ 15 \mu\text{m CH} - 25 \mu\text{m CHBr} &\rightarrow 25 \mu\text{m CH} - 25 \mu\text{m CHBr} \end{aligned}$$

Une épaisseur de plastique de $15 \mu\text{m}$ aurait été idéale car c'est l'épaisseur minimale directement ablatée par le laser. Cependant, des difficultés se sont présentées lors de la fabrication (fragilité des feuilles de plastique qui se brisaient dès la moindre pression). Nous avons donc adapté l'épaisseur à $25 \mu\text{m}$ pour plus de stabilité du matériau. On note néanmoins la forte différence d'épaisseur entre les deux boucliers qui souligne l'importance de leur poids atomique respectif.

Le comportement et la structure du choc sont sensiblement différents entre les deux configurations de cibles. Le préchauffage en particulier est un inconvénient qu'il faut limiter au maximum. Nous présentons dans les figures 4.9 et 4.10 le comportement de la vitesse du choc et de la température de préchauffage en fonction de l'intensité laser dans les cas respectifs d'une cible composée de CH/Ti et de CH/CHBr (40 % en masse de Br).

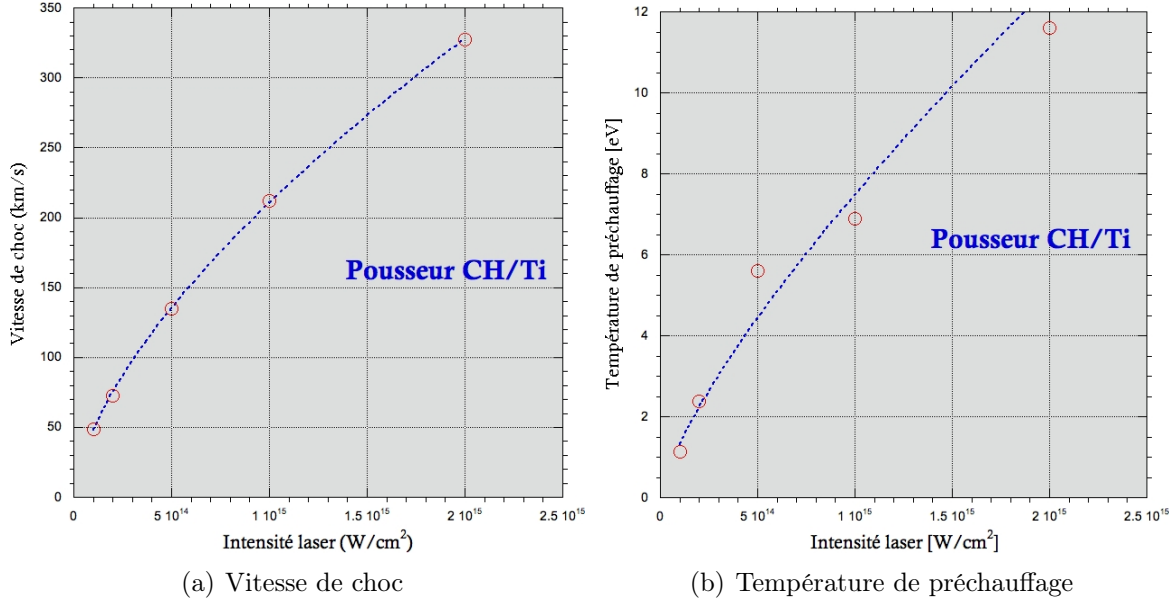


FIGURE 4.9 Evolution de la vitesse de choc 4.9(a) et de la température de préchauffage 4.9(b) en fonction de l'intensité laser dans le cas d'une cible de CH/Ti. Ces résultats sont issus de simulations 1D réalisées avec MULTI.

Plusieurs observations sont réalisables à la suite de cette étude : on remarque tout d'abord que pour une intensité de l'ordre de 10^{15} W/cm^2 , les vitesses de chocs sont relativement

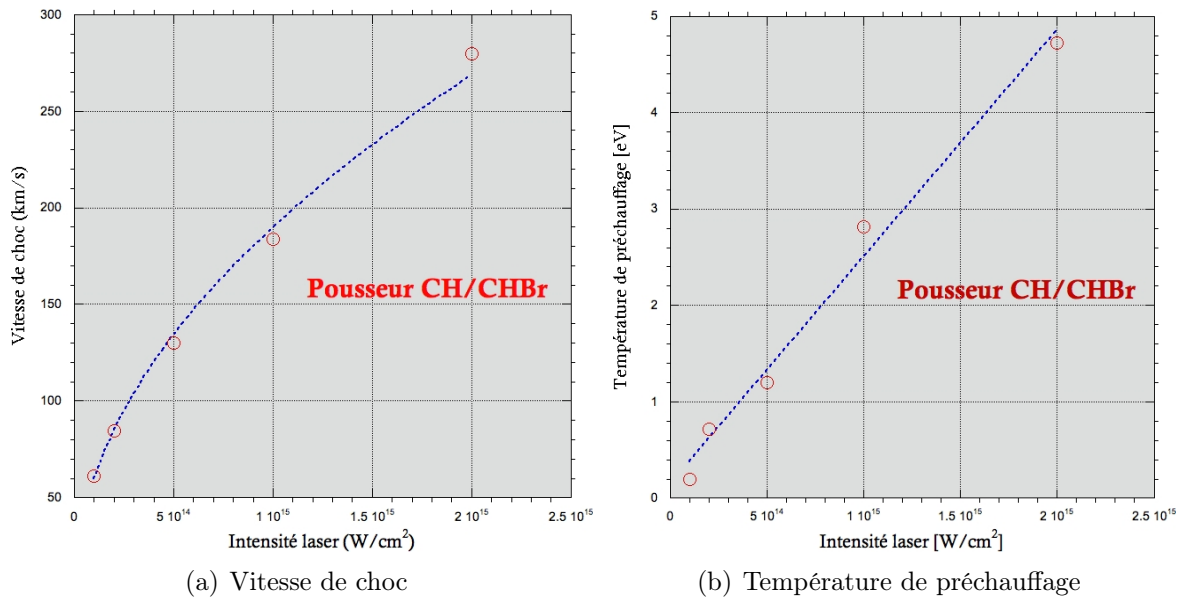


FIGURE 4.10 Evolution de la vitesse de choc 4.10(a) et de la température de préchauffage 4.10(b) en fonction de l'intensité laser dans le cas d'une cible de CH/CHBr. Ces résultats sont issus de simulations 1D réalisées avec MULTI.

équivalentes (~ 210 km/s pour CH/Ti et ~ 190 km/s pour CH/CHBr) bien que l'on pourrait s'attendre à une vitesse beaucoup plus rapide dans le cas du CH/CHBr du fait de la différence d'impédance entre les deux matériaux du bouclier (il faut cependant prendre en compte l'importante différence d'épaisseur entre les deux boucliers $25 \mu\text{m}$ CHBr $\leftrightarrow 5 \mu\text{m}$ Ti qui peut ralentir le choc). Néanmoins, pour une même intensité, la température de préchauffage est assez différente avec 2.8 eV pour CH/CHBr et 7 eV pour CH/Ti soit un rapport de 2.5 entre les deux cibles. Les effets du préchauffage dans le cas du CH/CHBr sont moins importants que ceux du CH/Ti pour lequel on s'attend à ce que le xénon en amont soit chauffé.

Il serait donc logique dans un premier temps de privilégier la configuration CH/CHBr comme première configuration de cible. Néanmoins, la fabrication d'un bicouche de CH/CHBr a présenté quelques difficultés inopinées. Ainsi, après dépôt, la couche de CHBr s'est désolidarisée de la couche de CH et se fragmentait sous l'effet d'une quelconque pression rendant son usage peu commode. Par soucis de facilité lors de la fabrication et de la manipulation des cibles, nous avons privilégié le CH/Ti par la suite bien que le préchauffage du xénon soit, selon MULTI, plus important.

★ Cellule de gaz

L'utilisation d'un gaz initialement au repos et de pression initiale choisie comme milieu de propagation du choc radiatif nécessite son confinement dans une cellule (figure 4.11). Le contrôle de la pression est particulièrement essentiel et l'étanchéité doit être maximale. Elle doit en particulier supporter le changement de pression entre le lieu de remplissage du gaz (milieu ambiant) et l'enceinte (sous vide). Le collage de la cible et des fenêtres sur la

cellule augmentant fortement le risque possible de fuite au niveau des joints, un réservoir de gaz fut ajouté aux capillaires de remplissages de la cellule. Ce dernier devra assurer une homogénéisation de la pression à l'intérieur de la cellule et limiter une baisse trop importante de la pression initiale.

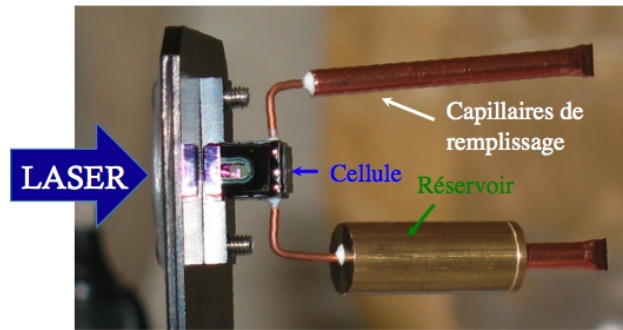


FIGURE 4.11 Cellule de gaz

Afin de pouvoir observer l'intérieur de la cellule et donc diagnostiquer le choc, les fenêtres doivent être adaptées au rayonnement traversé [113]. Nous avons principalement utilisé des diagnostics visibles pour sonder la propagation du choc dans le xénon ; les fenêtres en conséquence étaient en quartz très épais ($500\text{ }\mu\text{m}$). Les diagnostics d'interférométrie utilisés durant les diverses expériences nécessitent des fenêtres de qualité (aucune rayure ou poussière), traitées anti-reflet et capables de supporter sans déformation la pression du gaz de la cellule lors de la mise sous vide de l'enceinte (nous verrons par la suite que cela peut poser problème pour l'implémentation puis l'analyse des interférogrammes).

Récapitulatif :

La conception de la cible résulte d'un compromis entre deux principales exigences :

- Un préchauffage le plus faible possible.
- Une vitesse de choc élevée.

Nous avons donc choisi d'utiliser une configuration de cible composée d'un matériau ablateur (CH), d'un bouclier (Ti) et d'un milieu propageur (Xe) pour réaliser les chocs. Le régime *purement radiatif* sera atteint si la vitesse du choc v dépasse la vitesse de choc critique v_{crit} ce qui nécessite un milieu gazeux de faible densité mais de numéro de masse A élevé.

4.6 Vers le régime *purement radiatif* ?

Nous avons voulu dans un premier temps vérifier la faisabilité de ce schéma et observer s'il était possible d'atteindre des vitesses suffisamment élevées pour atteindre le régime *purement radiatif* (*i.e.* $P_{rad} > P_{th}$ soit $v > v_{crit}$).

Nous avons pour cela utilisé une configuration expérimentale identique à celle présentée dans la section 3.6.2. Les diagnostics implantés sont exclusivement visibles et permettent

l'observation transverse, spatiale et temporelle du choc. On retrouve donc les diagnostics recueillant l'émission propre dans une gamme de longueur d'onde restreinte ($\lambda_o = 450 \text{ nm} \pm 10 \text{ nm}$) résolue spatio-temporellement grâce à la SOP et résolue spatialement (2D) intégrée en temps grâce à une imagerie couplée à des caméras à obturation rapide ($\sim \text{GOI}$). Ces diagnostics fournissent deux paramètres importants : la vitesse du front de choc et la température du plasma. Un diagnostic d'interférométrie a également été implanté afin d'obtenir des informations quantitatives sur la densité électronique du plasma.

Nous allons dans un premier temps tenter d'accéder aux informations indispensables à la caractérisation du régime radiatif. La vitesse du choc, fournie par la SOP sera la pièce angulaire de cette analyse. Associée à la température du choc et du milieu choqué, elle conduit à la détermination des paramètres Bo et R qui nous permettront ensuite de déduire le régime radiatif dans lequel nous nous situons. Les instantanés d'émission propre nous permettront quant à eux d'apprécier l'expansion radiale du choc et mettront en évidence un comportement inattendu en amont du choc. Ce dernier point sera étudié plus en détails dans la section 4.8.

4.6.1 Mesure de la vitesse du choc

Durant cette expérience, la mesure de la vitesse du choc repose essentiellement sur la mesure de l'émission radiative du plasma au cours du temps. Afin de pouvoir ultérieurement déduire une estimation de la température, nous avons positionné devant le détecteur un filtre bleu ($\lambda_o = 450 \text{ nm} \pm 10 \text{ nm}$). Nous présentons dans la figure 4.12 l'évolution spatio-temporelle de l'émission propre du plasma selon l'axe de propagation du choc et sur une durée d'environ 30 ns après l'impulsion laser. Nous avons ici privilégié la pression initiale du gaz la plus favorable, soit 50 mbars.

La flexibilité de l'installation GEKKO XII sur laquelle nous avons réalisé cette expérience permettait une modification relativement aisée et reproductible de l'énergie laser (et donc de l'intensité laser sur cible) en mettant à notre disposition jusqu'à 9 faisceaux laser à 3ω . Deux configurations ont alors été choisies ; l'une à intensité moyenne utilisant 4 faisceaux (soit une énergie efficace $E_{3\omega} \sim 520 \text{ J}$) ; l'autre à intensité maximale accessible utilisant la totalité des 9 faisceaux (soit $E_{3\omega} \sim 1240 \text{ J}$).

Une mesure directe de l'émission du front de choc nous renseigne sur sa vitesse instantanée au cours du temps (figure 4.13). Nous observons, quel que soit le nombre de faisceaux utilisés, un comportement similaire du choc. Dès son débouché dans le xénon, le choc adopte des vitesses relativement importantes (de ~ 200 à 300 km/s) qui diminuent rapidement de manière exponentielle pour atteindre une vitesse quasi-asymptotique au-delà de 10 ns. Cette rapide diminution de la vitesse est signe d'un amortissement du choc dans le gaz mais surtout d'importantes pertes radiatives latérales qui tendent à évacuer l'énergie thermique et cinétique accumulée par le choc et donc à le faire ralentir.

Afin de pouvoir réaliser d'une part une éventuelle comparaison avec les diagnostics 2D qui mesurent l'émission propre à des instants données et d'autre part de pouvoir estimer les nombres sans dimension caractéristiques de ces chocs, nous réalisons une mesure de leur vitesse moyenne sur les premiers instants de propagation ($\sim 5 \text{ ns}$).

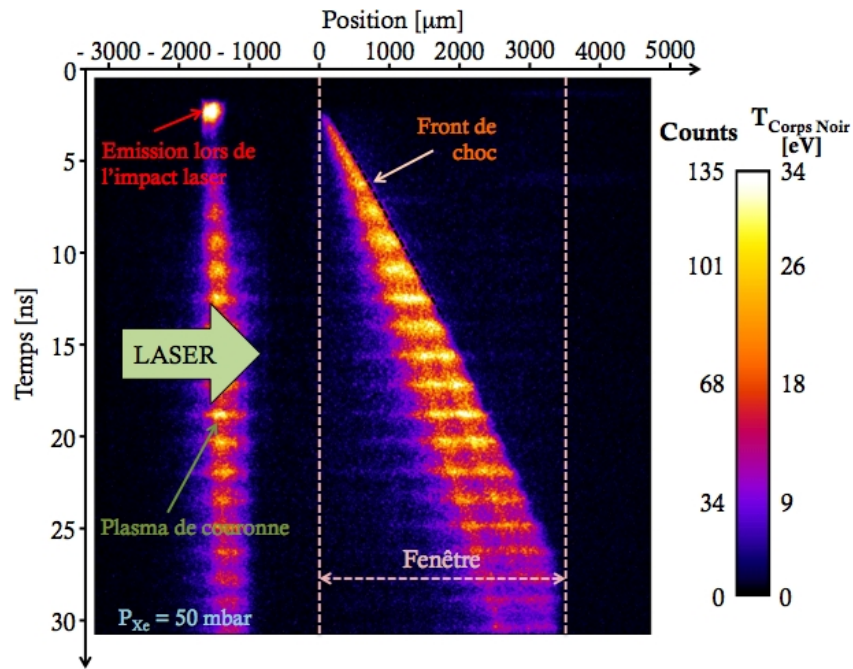
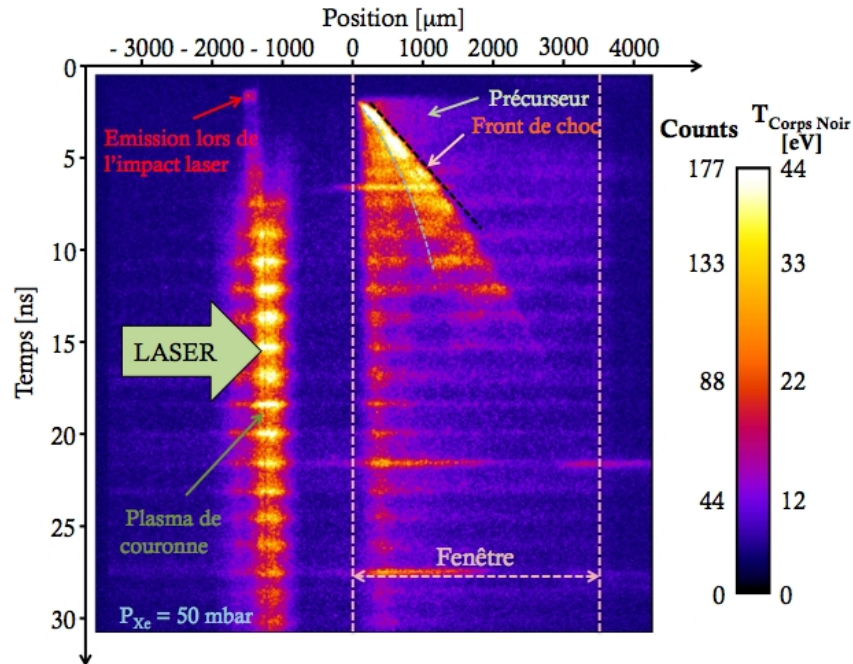
(a) $E_{3\omega} \approx 520$ J(b) $E_{3\omega} \approx 1240$ J

FIGURE 4.12 Evolution spatio-temporelle de l'émission propre sur l'axe de propagation du choc pour différentes énergies laser. Le laser vient de la gauche et le plasma se propage vers la droite. Les lignes verticales en pointillées représentent les bords de la fenêtre d'observation. La pression initiale du gaz est identique dans les deux cas ($P_{Xe} = 50$ mbar).

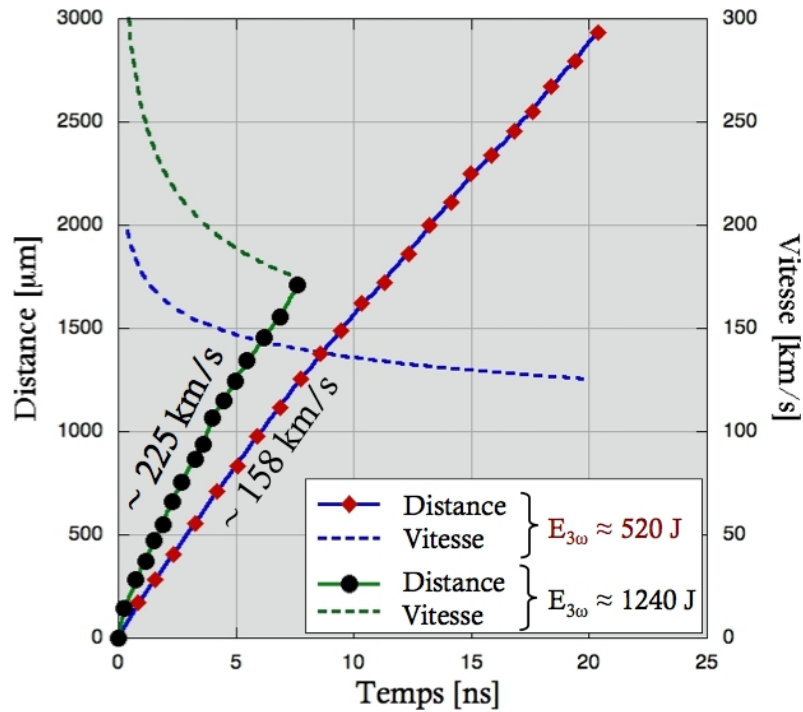


FIGURE 4.13 Evolution de la distance parcourue et de la vitesse caractéristique du choc en fonction du temps. Cette figure est associée aux émissions présentées dans les figures 4.12(a) et 4.12(b).

Ainsi pour une énergie incidente de ~ 520 J (figure 4.12(a)), la vitesse moyenne obtenue est de l'ordre de 158 ± 8 km/s tandis qu'elle atteint les 225 ± 12 km/s pour une énergie laser de ~ 1240 J (figure 4.12(b)). Un simple rapport nous montre que pour une énergie 2.38 plus grande, la vitesse devient 1.4 fois plus importante. Ce résultat est parfaitement cohérent si l'on se rappelle que la pression d'ablation P_{abl} est directement proportionnelle à l'intensité laser sur cible $P_{abl} \propto I^{3/4}$ (équation 1.2). Sachant que la pression est également liée au carré de la vitesse du choc ($P \propto u_s^2$), nous obtenons, à une constante près, une relation de proportionnalité entre la vitesse du choc mesurée et l'intensité laser sur cible $\rightarrow u_s \propto I^{3/8}$. Un rapport d'intensité (ou d'énergie) de 2.38 induit donc un rapport des vitesses d'environ 1.38 (~ 1.4) ce qui est parfaitement vérifié ici.

Outre une estimation de la vitesse apparente du choc, l'observation en détails du front d'émission ne nous permet pas de conclure sur la présence ou non d'un précurseur radiatif ce qui peut signifier trois choses :

- 1) Le milieu est optiquement fin au rayonnement. Le libre parcours moyen des photons est supérieur à la longueur de la fenêtre (3.5 mm) et aucun précurseur ne se forme devant le front de choc.
- 2) Le grandissement, trop petit, ne permet pas de distinguer le front de choc d'un éventuel précurseur.
- 3) La caméra à balayage de fente n'est pas assez sensible. Le caractère très émissif du

front de choc peut masquer la présence d'un éventuel précurseur en amont, surtout si son émission en comparaison est particulièrement faible. Cette dernière hypothèse est privilégiée dans notre cas.

4.6.2 Estimation de la température du choc

Les photons émis par le choc tout au long de sa propagation sont collectés par le système optique puis amenés sur la caméra à balayage de fente. L'estimation de leur nombre nous permet ainsi de remonter à la température du choc. L'utilisation d'un filtre interférentiel permet de restreindre la gamme énergétique des photons observés. Nous utiliserons ici la même méthode de détermination de la température que celle utilisée lors de l'étude des jets de plasmas. Grâce à la mesure de la transmission des différents optiques que traverse le rayonnement et connaissant la réponse de la caméra à balayage de fente, nous pouvons convertir le nombre de photons enregistrés sur la CCD en température équivalente de corps noir.

$$N = 4.1658 \times T_{\text{ev}} - 5.1686 \quad (4.32)$$

Cette relation linéaire n'est pas valable pour les très faibles températures ($\lesssim 1$ eV) où elle prend alors la forme d'une loi de puissance. La relation 4.32 donnerait en effet une valeur $\neq 0$ pour les températures nulles ce qui est peu vraisemblable compte tenu que nous avons éliminé au mieux le bruit de fond.

Pour éviter la répétition, nous avons présenté sur la figure 4.12, l'intensité perçue par le diagnostic aussi bien en nombre de coups N (ou *Counts* en anglais) qu'en température équivalente de corps noir. Les températures de choc sont beaucoup plus faibles que celles prédites par les simulations réalisées avec MULTI 1D qui nous donnaient des températures de choc avoisinant les 60 eV pour le cas $E_{3\omega} \approx 520$ J et 100 eV pour $E_{3\omega} \approx 1240$ J! Ces résultats surprenants résultent d'un traitement inadéquat des pertes latérales d'énergie dues aux processus dissipatifs (comme le rayonnement, la conduction de chaleur, etc.), largement sous-estimés dans un code monodimensionnel.

La figure 4.14 regroupe différents profils longitudinaux réalisés sur les émissions propres spatio-temporelles présentées en figure 4.12 et correspondant respectivement aux cas $E_{3\omega} \approx 520$ J (fig. 4.12(a) \leftrightarrow 4.14(a)) et $E_{3\omega} \approx 1240$ J (fig. 4.12(b) \leftrightarrow 4.14(b)). Nous avons appliqué à chaque profil une fonction de Stineman (fines lignes noires) nous permettant d'interpoler les données avec une relativement bonne précision⁴ (allant jusqu'à ± 10 % des valeurs) et donc d'obtenir une variation plus représentative.

Les profils longitudinaux présentés complètent les observations réalisées avec les images brutes. Pour les tirs à hautes énergies, la largeur à mi-hauteur augmente progressivement au cours du temps avec un front arrière pratiquement stationnaire impliquant donc une

4. excepté pour le profil à 2 ns de la figure 4.14(b) où l'interpolation est hasardeuse du fait de l'étroitesse du pic de température que le programme interprète comme une erreur. Dans ce cas, l'utilisation du profil initial reste préférable.

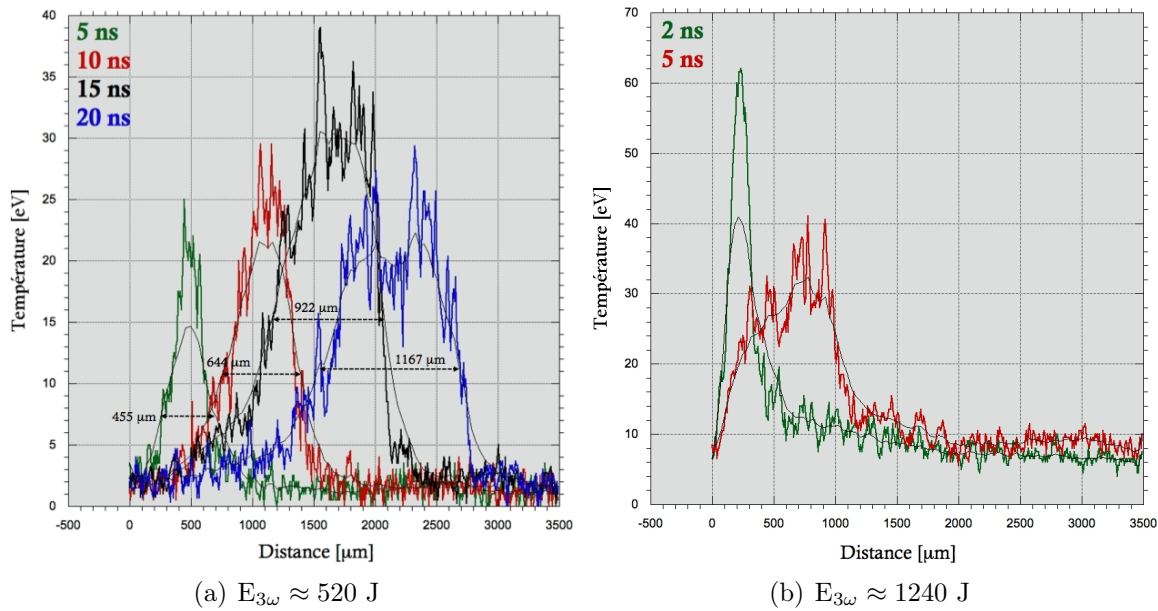


FIGURE 4.14 Profils longitudinaux réalisés sur les émissions propres spatio-temporelles présentées en figure 4.12. Les instants observés (2 ns, 5 ns, 10 ns, 15 ns et 20 ns) sont respectivement estimés par rapport au temps d'impact du laser sur la cible.

zone post-choc chaude et entièrement émissive. Son intensité semble néanmoins décroître rapidement au cours du temps (du moins dans la gamme de longueurs d'onde sélectionnée) ce qui peut signifier une importante fonction de refroidissement. A l'inverse, pour les tirs de plus faible énergie, la tendance semble être différente. La zone émissive se déplace avec le front de choc et son épaisseur semble augmenter lentement avec le temps. Le reste de la zone choquée n'est que peu émissive dans cette gamme de longueur d'onde nous conduisant à penser qu'il s'agit très probablement de la couche de titane du poussoir beaucoup plus froid selon les simulations.

En ce qui concerne les températures atteintes, nous ne pouvons que constater une différence importante entre les simulations 1D (MULTI) et l'expérience en particulier pour les hautes énergies ; la raison résidant très probablement dans le traitement des effets radiatifs. Les simulations 2D (DUE) sont plus proches des données expérimentales avec des températures de choc de l'ordre de 30-35 eV pour une vitesse de choc de l'ordre de 175 km/s et de ~ 60 eV pour 225 km/s.

Récapitulatif :

La mesure de l'émission propre grâce à la SOP nous a permis de déterminer des vitesses et des températures équivalentes de corps noir caractéristiques de nos chocs : **30-35 eV** pour une vitesse de choc de l'ordre de **175 km/s** et **~ 60 eV** pour **225 km/s**.

4.6.3 Interprétation des observations avec la SOP

La comparaison des deux images de SOP ainsi que les profils longitudinaux nous renseignent sur le comportement qualitatif du plasma. Sur les figures 4.12(a) et 4.14(a), le front de choc est assez émissif et la partie choquée qui le suit l'est tout autant avec une intensité quasi-équivalente. La région choquée située derrière cette émission, quant à elle, n'émet peu voir pas du tout. Cette épaisseur de plasma émissif augmente avec le temps. Toutes ces observations nous suggèrent la situation suivante : le choc se propage dans le xénon initialement au repos. Au passage du choc, le gaz est fortement chauffé nous permettant de délimiter clairement le front de choc. Au fil du temps, l'épaisseur de gaz traversée augmente justifiant la zone émissive croissante. Le front arrière de l'émission, moins rapide, délimite une zone clairement plus froide. Cette zone est très probablement composée du bouclier de titane ainsi que de quelques-unes des dernières couches du plastique qui composent le poussoir et qui se propagent à une vitesse fluide $u_p < u_s = v$.

Dans les figures 4.12(b) et 4.14(b) en comparaison, l'émission ne perdure que durant les 15 premières nanosecondes et la zone choquée entière émet. Cela laisse entendre que les températures de la zone choquée, composée non seulement du xénon chauffé par le choc mais également du poussoir, sont suffisamment élevées pour pouvoir être perçues. Il est assez difficile dans ce cas de séparer le xénon du poussoir. Nous pouvons néanmoins observer au cours des premières ns, lorsque le choc commence à se propager dans le gaz, une brusque augmentation de l'émission sur une zone très localisée ($\sim 250 \mu\text{m}$ de longueur). Cette forte émission perdure pendant quelques ns avant de se thermaliser avec le reste de la zone choquée mais on peut par extrapolation (limite en pointillés bleus sur la figure 4.12(b)) prolonger une possible limite qui serait alors l'interface entre le xénon choqué et le titane. Cette hypothèse peut se confirmer puisque l'on observe une légère diminution de l'émission juste derrière cette démarcation. On peut enfin remarquer en amont du front de choc une émission beaucoup plus faible et très rapide ($v > 10^3 \text{ km/s}$!) qui pourrait être le signe soit d'un précurseur radiatif ou soit au pire d'un préchauffage important du xénon (qui serait alors au minimum de l'ordre de 10 eV) dû aux rayons X durs émis par le plasma de couronne. Même si les simulations 1D (MULTI) semblent affirmer un préchauffage d'autant plus important que l'intensité sur cible augmente, les études numériques 2D (avec DUED) semblent néanmoins discréditer l'hypothèse d'un préchauffage très chaud puisque le bouclier de titane devrait arrêter une grande majorité des rayons X. Le préchauffage devrait alors se situer au maximum autour de quelques eV et serait donc difficilement perçu par la caméra.

Les vitesses mesurées semblent quant à elles relativement élevées par rapport aux prévisions et il convient de vérifier leur véracité. Nous avons pour cela réalisé en parallèle des expériences une série de simulations hydrodynamiques radiatives 1D à l'aide de MULTI [101] et 2D avec DUED [121]. En utilisant les mêmes conditions expérimentales (tâche focale gaussienne de diamètre égal à $350 \mu\text{m}$, impulsion gaussienne de largeur à mi-hauteur égale à 500 ps) et en adaptant l'énergie en conséquence, nous avons pu extraire les vitesses de choc numériques prédites par le code et ainsi les comparer avec les vitesses expérimentales (figure 4.15).

Nous pouvons voir que les vitesses produites par les plus faibles intensités sont relativement bien cohérentes avec les simulations et suivent globalement une tendance polynomiale

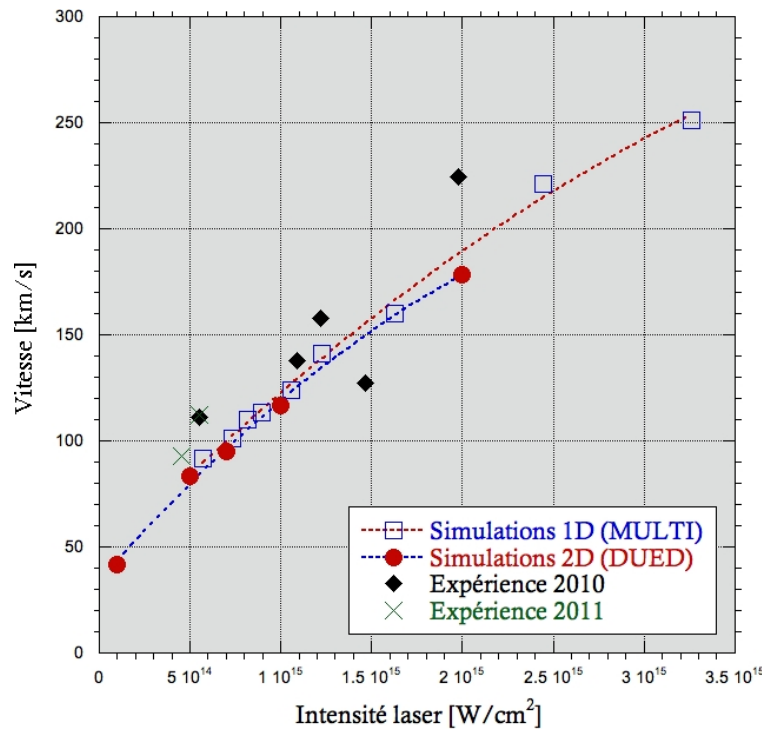


FIGURE 4.15 Comparaison entre vitesses expérimentales et vitesses numériques prédites par MULTI et DUED en fonction de l'intensité laser

(avec un coefficient proche de la valeur $3/8$ attendue) caractéristique des vitesses numériques. La différence de vitesse entre les deux situations (expérimentale et numérique) semble néanmoins augmenter avec l'intensité laser pour atteindre environ 20 - 25 % pour les plus hautes intensités $I_{laser} = 2 \times 10^{15} W/cm^2$. Une possible explication à cette disparité résiderait soit dans le traitement du transport radiatif lors des simulations MULTI (\rightarrow Méthode de Rybicki et Feautrier I_+/I_- [48], [101]) et DUED (\rightarrow approximation de la diffusion [121]) soit dans une mauvaise mesure de la vitesse (ou de l'intensité) expérimentale où la précision des instruments et l'appréciation de l'observateur sont largement contributives. Bien que cette dernière hypothèse soit toujours possible, l'augmentation de l'intensité laser et, par conséquent, celle de la vitesse du choc entraîne un accroissement des effets radiatifs (mal pris en compte dans les codes) et donc une modification de la propagation du choc. La différence entre les vitesses respectives extraites des deux codes montre l'importance des effets latéraux, effets qui augmentent avec l'intensité laser. Dans le cas bidimensionnel, le choc perd plus d'énergie plus rapidement ce qui tend à diminuer sa vitesse.

Récapitulatif :

La comparaison entre l'expérience et les différents codes numériques utilisés révèlent **un bon accord entre les vitesses mesurées** avec une erreur maximale de 10 % excepté pour les plus hautes intensités où les effets radiatifs nécessitent un traitement complet du rayonnement.

4.6.4 Classification du choc - Calcul des nombres sans dimension

Bien que peu d'informations concernant la structure de la zone choquée soient directement accessibles avec les diagnostics mis en place, la détermination de la température T_{choc} et de la vitesse $v = u_s$ du choc reste un atout majeur dans la détermination de la classe radiative à laquelle il appartient. En effet, la section précédente a mis en évidence une concordance relativement fiable entre les températures et vitesses expérimentales avec leurs homologues numériques (2D uniquement) nous permettant ainsi de compléter les données manquantes (densités, pression) avec leurs valeurs numériques.

En supposant donc que les simulations caractérisées par les mêmes vitesses et températures expérimentales reflètent les phénomènes étudiés, nous pouvons calculer les nombres sans dimension Bo et R précédemment introduits et ainsi classer nos expériences dans le régime radiatif approprié.

La méthode repose sur un calcul analytique direct grâce aux définitions des nombres sans dimension explicitées par les équations 4.28 et 4.30 et que nous rappelons ici

$$Bo = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{k_B}{\sigma \mu m_p} \frac{\rho u_s}{T^3 f(\tau)} \quad R = \frac{\rho \epsilon}{E_{rad}} \equiv \frac{1}{3(\gamma - 1)} \frac{p_{th}}{p_{rad}} = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{k_B}{a_R \mu m_p} \frac{\rho}{T^3 g(\tau)}$$

Cette méthode est assez aisée puisqu'elle permet l'utilisation directe des valeurs expérimentales mais elle implique d'importantes approximations (gaz polytropique, etc.). Par soucis de simplicité, nous considérons lors de l'utilisation de cette méthode un plasma optiquement épais et donc une fonction $f(\tau)$ (respectivement $g(\tau)$) égale à 1.

Dans certaines situations, ces approximations sont trop restrictives et ne reflètent pas la situation réelle. Cela est particulièrement le cas dans les plasmas optiquement minces où les fonctions $f(\tau)$ (respectivement $g(\tau)$) sont faibles. Il est alors nécessaire de revenir à la forme plus générale des nombres faisant intervenir les flux (resp. pressions) thermique et radiative. L'utilisation des simulations devient alors primordiale car elles permettent de traiter dans son intégralité l'équation du transfert d'énergie sans passer par des approximations de corps noir. Cela sous-entend néanmoins une reproduction fidèle du phénomène physique par les simulations.

Nous avons regroupé dans les tableaux 4.2 et 4.3 les conditions expérimentales utilisées lors de deux campagnes expérimentales réalisées respectivement sur l'installation LULI2000 en 2006 [21] et sur l'installation GEKKO XII en 2010 ainsi que les nombres sans dimension associés. Les pressions thermique et radiative sont directement déduites des simulations numériques 2D réalisées avec DUED et reproduisant les résultats expérimentaux. Les calculs de Bo et R dépendant directement de l'indice adiabatique γ , nous avons choisi de calculer d'une part les nombres correspondant à $\gamma = 1.2$, représentant relativement bien la situation dans laquelle nous nous trouvons et ceux relatifs à $\gamma = 5/3$, situation usuelle de gaz parfait généralement présentée.

Une réduction de moitié de la densité initiale du gaz ainsi qu'une augmentation significative de l'intensité laser permet d'obtenir des vitesses jusqu'à 4 fois plus importantes que celles précédemment mesurées (LULI2000 en 2006 \rightarrow GEKKO XII en 2010). Du fait de la

	ρ_o [kg/m ³]	T_{choc} [eV]	u_s [km/s]
2006	0.53	15	55
2010	0.26	60	225

TABLE 4.2 Pressions initiales du xénon, températures et vitesses de choc lors des principales expériences réalisées dernièrement sur les installations LULI2000 (2006 [21]) et GEKKO XII (2010).

	p_{th} [Pa]	p_{rad} [Pa]	γ	Bo	R
2006	2×10^9	2.31×10^5	1.2	3.68×10^{-2}	8.92×10^3
			5/3	1.53×10^{-2}	2.66×10^3
2010	5×10^9	2.86×10^7	1.2	1.24×10^{-3}	42.6
			5/3	5.17×10^{-4}	12.8

TABLE 4.3 Pression thermique et pression radiative estimées à partir des simulations réalisées avec DUED. Les nombres sans dimension Bo et R sont calculés en supposant $f(\tau)$ (respectivement $g(\tau)$) égal à 1.

densité d'énergie croissante déposée, la cible est plus comprimée et la température s'en ressent. Les nombres sans dimension Bo et R dérivés diminuent en conséquence avec dans les deux cas un nombre de Boltzmann très inférieur à 1 signifiant l'appartenance au régime *intermédiaire* et un nombre de Mihalas qui se rapproche de plus en plus de la frontière $R = 1$ définissant l'accès au régime *purement radiatif*, ce qui montre l'importance grandissante des effets radiatifs dans la structuration du choc.

Une comparaison directe des pressions thermique et radiative issues des simulations 2D (DUED) et présentées dans le tableau 4.3 fait apparaître des nombres de Mihalas quelque peu plus élevés que leurs homologues “théoriques” allant de 4.32×10^3 en 2006 ($\gamma = 5/3$) à 88 en 2010 (également $\gamma = 5/3$). Cette disparité, qui n'excède cependant jamais un ordre de grandeur, s'explique par l'approximation $f(\tau) = g(\tau) = 1$ sciemment utilisée dans un but de simplification. Une étude plus réaliste du comportement radiatif du choc nécessiterait la prise en compte de ce facteur et donc de la profondeur optique du matériau. Par ailleurs, la dépendance en T^4 de la pression radiative la rend particulièrement sensible aux variations de température, donc aux différences entre expériences et numériques, et peut rapidement faire varier le rapport.

Récapitulatif

Le calcul des nombres sans dimension Bo et R permet de classer les chocs selon leur régime radiatif. Une comparaison de leurs valeurs théoriques et numériques est relativement bonne (à un ordre de grandeur près) et montre l'appartenance de nos chocs au **régime intermédiaire** bien que l'on soit de plus en plus proche du **régime purement radiatif**.

4.7 Morphologie du choc radiatif

L'utilisation d'un diagnostic observant la propagation du choc résolue en espace et intégrée en temps sur de brefs instants nous permet de caractériser sa *morphologie* et sa *structure*. Nous avons mis en place au cours de cette expérience un tel diagnostic enregistrant le rayonnement émis par le choc à deux instants différents. Cette émission est intégrée sur une durée de 1.6 ns et ne concerne que les longueurs d'onde comprises dans la gamme $450 \text{ nm} \pm 10 \text{ nm}$. L'utilisation complémentaire d'un diagnostic d'interférométrie composée d'un prisme de Wollaston couplé à un détecteur observant la propagation du choc intégrée sur 250 ps complète l'étude de cette morphologie.

4.7.1 Emission propre

La figure 4.16 montre deux mesures instantanées du rayonnement émis respectivement 4 ns et 7 ns après l'impulsion laser. La zone choquée, très émissive, présente une forme sphérique caractéristique, étroitement liée à la forme de la tâche focale [64].

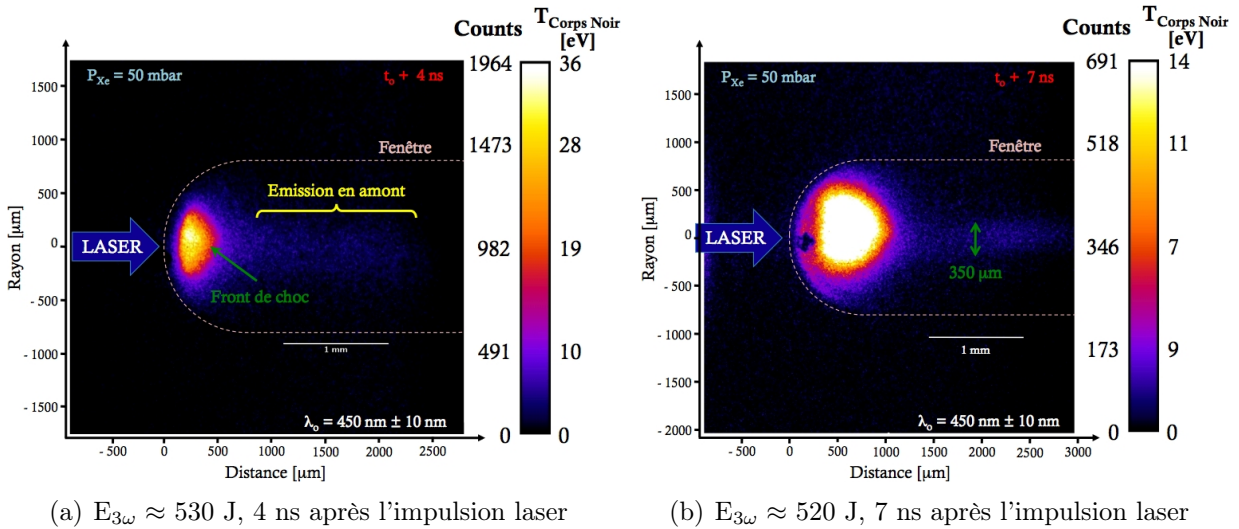


FIGURE 4.16 Emission propre instantanée observée respectivement 4 ns (figure 4.16(a)) et 7 ns (figure 4.16(b)) après l'impulsion laser. La pression du gaz est de 50 mbar. La forme en pointillés représente le contour de la fenêtre d'observation. L'échelle de couleurs a été adaptée dans chaque image pour mettre en évidence l'émission en amont du front de choc et n'est pas donc pas significative de la température du choc ou de la zone choquée.

Un phénomène surprenant et imprévu est observé de manière très reproductible. En plus du front de choc très émissif et du “précurseur”⁵, nous pouvons remarquer la présence en amont d’une zone émissive suffisamment importante (par rapport à l’émission de la zone choquée) pour qu’elle puisse être détectée. Celle-ci possède les caractéristiques suivantes :

- Elle est bien “collimatée” sur des distances de l’ordre de quelques mm.
- Elle est caractérisée par de grandes vitesses puisque l’émission atteint la fin de la fenêtre d’observation avant le retard le plus court (4 ns).
- Elle est observable sur un temps relativement long (au moins 10 ns) bien que son intensité décroisse avec le temps.

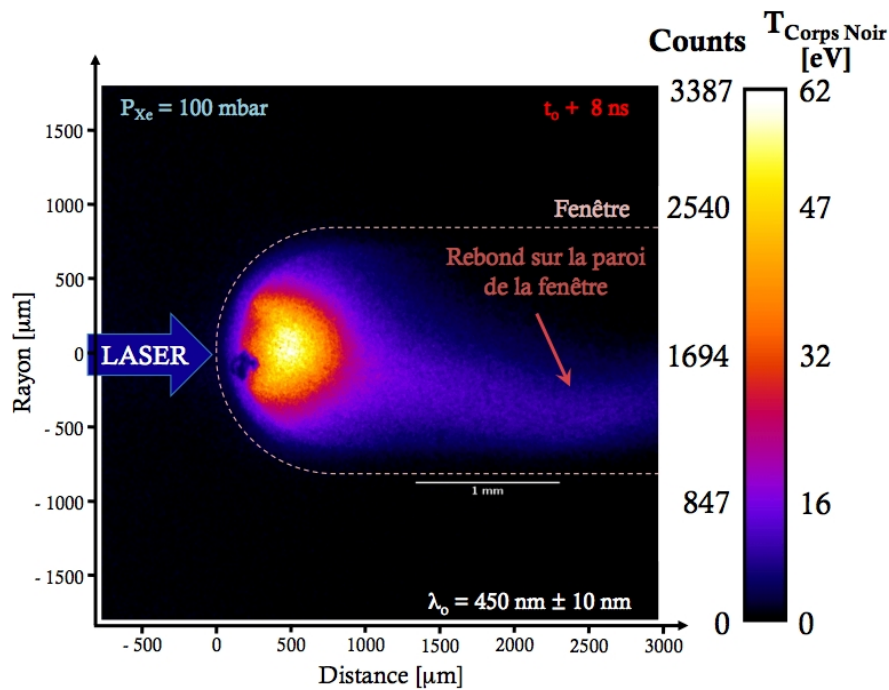


FIGURE 4.17 Emission propre du choc observée 8 ns après l’impulsion laser et associée à une énergie laser sur cible $E_{3\omega} \approx 530$ J. La pression du gaz est 100 mbar. La forme en pointillés représente le contour de la fenêtre d’observation.

Une modification de la pression initiale du gaz modifie le comportement de l’émission. La figure 4.17 montre une augmentation significative de l’intensité lumineuse de la zone choquée et de l’émission lumineuse en amont du front de choc. Le changement de direction entre les émissions de la figure 4.16 et celles de la figure 4.17 provient vraisemblablement dans ce dernier cas d’une inclinaison de la cible ou bien d’un léger désalignement des faisceaux, avec sans doute la présence d’un léger angle.

5. La notion de précurseur ici est sujet à débat du fait du temps d’acquisition du diagnostic ($\equiv 1.6$ ns). Durant cette période, le choc a eu le temps de se propager de ~ 250 μm et la partie “précurseur” moins émissive perçue en amont peut n’être qu’en réalité due qu’aux première couches de la zone choquée. L’utilisation complémentaire de l’interférométrie permet de lever ce doute.

Bien que l'on ne puisse pas formellement affirmer son origine en se basant uniquement sur ce diagnostic, la présence d'un léger "halo" beaucoup moins émissif autour de la zone choquée et du front de choc très émissifs suppose la présence d'un précurseur radiatif. Sa morphologie est très similaire au front de choc qui lui a donné naissance.

4.7.2 Températures caractéristiques du choc et de l'émission collimatée

Comme dans le cas de la SOP présentée dans le paragraphe 4.6.2, l'émission propre mesurée par ces diagnostics 2D nous renseigne sur la température du front de choc à un instant donné. L'avantage néanmoins de ce diagnostic réside dans la possibilité d'extraire une cartographie de la structure du choc et d'en déduire des profils de températures. La confrontation des données sur l'axe avec celles observées par la SOP devrait également permettre de vérifier si la calibration des diagnostics est correcte et de corroborer (ou non) les codes numériques.

Connaissant la transmission du système optique reliant la cible au détecteur ainsi que la réponse caractéristique de caméra CCD au flux incident de photons ($k = 3.41 \times 10^{-19}$ J/count⁶), nous avons pu appliquer la méthode de calibration explicitée dans le chapitre 2 et ainsi extraire une relation linéaire liant la température équivalente de corps noir du plasma au nombre de coups enregistrés par la CCD et valable uniquement pour des températures suffisamment élevées ($\gtrsim 2$ eV dans ce cas-ci).

$$N = 55.917 \times T_{\text{eV}} - 69.388 \quad (4.33)$$

Nous avons associé à chaque figure d'émission propre instantanée leur nombre de coups et leur température équivalente de corps noir. Il est important d'indiquer (en particulier pour la figure 4.16(b)) que *nous avons adapté le mieux possible la barre de couleur* afin de mettre en évidence l'émission collimatée en amont du front de choc tout en évitant de trop saturer l'image. Son nombre de coups, faible en comparaison avec le nombre de coups de la zone choquée, n'est pas visible sans un tel ajustement du contraste. Les bornes maximales de ces échelles de couleur ne sont donc pas représentatives de la température efficace du choc en lui-même.

Afin de nous rendre compte plus facilement des températures respectives et de l'expansion radiale du front de choc et de l'émission en amont, nous avons tracé, d'une part le profil longitudinal sur l'axe (figure 4.18(a)), d'autre part différentes coupes radiales de températures (figure 4.18(b)).

Le profil longitudinal, associé à la figure 4.16(a), présente l'émission 4 ns après le temps laser et met ainsi en évidence une structure caractéristique avec un pic de température lors du passage du choc avoisinant les 30 eV et un précurseur radiatif d'extension approximativement égale à 280 μm , signe d'une localisation caractéristique importante et d'un fort gradient de températures. Hormis un préchauffage résiduel dû aux rayons X (≈ 1 eV) non absorbés par

6. Mesurée par l'équipe PNX du Japon.

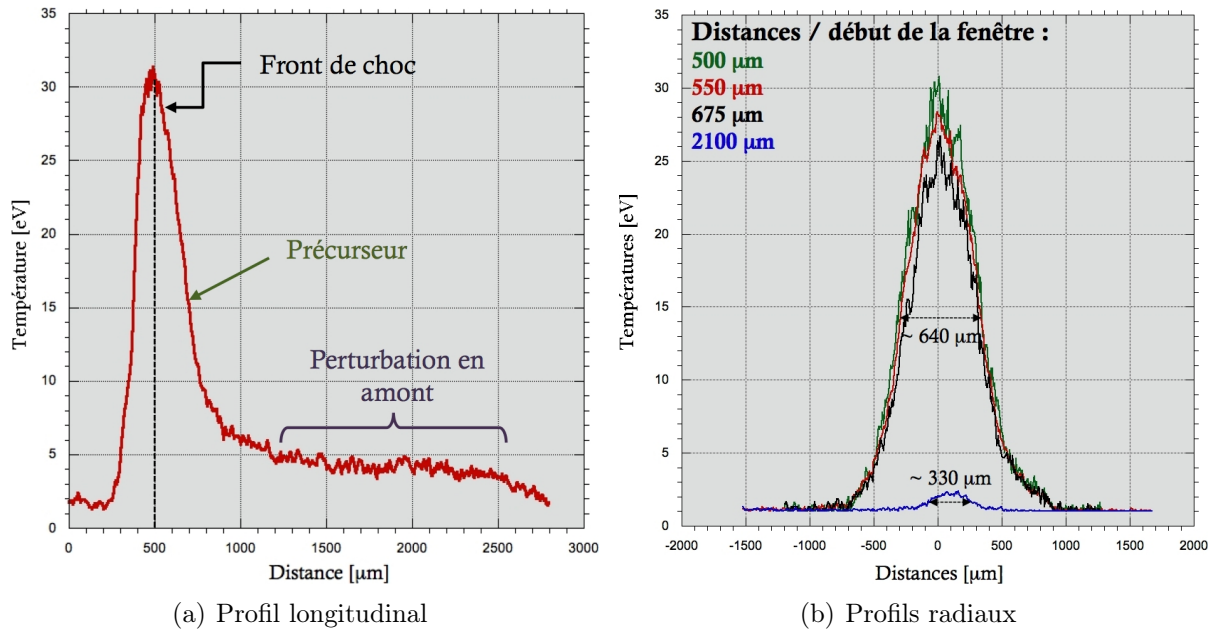


FIGURE 4.18 Profil longitudinal réalisé sur l'axe de propagation du choc associé à la figure 4.16(a) ainsi que diverses coupes radiales effectuées respectivement 500 μm, 550 μm, 675 μm et 2100 μm depuis le début de la fenêtre et associées à la figure 4.16(b).

le bouclier de titane, une perturbation en amont est perçue. De température relativement constante sur la distance (> 1 mm), elle avoisine dans ce cas précis les 4 - 5 eV.

Les coupes radiales, associées à la figure 4.16(b), montrent l'évolution de la température selon la distance par rapport à l'axe, et donc l'expansion radiale du choc, à différents endroits par rapport au début de la fenêtre (et donc de la face arrière de la cible), 7 ns après l'impulsion laser.

Nous pouvons également percevoir ici une grande disparité entre la température du front de choc et celle de l'émission en amont. En effet, on observe une température de choc de l'ordre de ~ 30 eV (cohérente la SOP, le profil longitudinal et les simulations 2D) tandis que celle de l'émission en amont est à peine perceptible, atteignant à peine les 2 - 3 eV (au maximum ~ 5 eV pour les tirs plus énergétiques et les temps d'observation les plus courts) soit une température au moins 10 fois plus faible que celle du choc ! Afin de vérifier cette valeur particulièrement faible, il est possible de réaliser un rapport d'intensité entre le front de choc et cette émission. En admettant une émission de corps noir et en s'affranchissant des éventuelles erreurs de calibration (surtout pour les faibles températures), nous avons obtenu un rapport d'intensité entre les deux températures atteignant ~ 8 ce qui est quelque peu inférieur à celui mesuré. Une température de 30 eV (ou 60 eV pour les tirs les plus énergétiques si l'on extrapole) devrait donc conduire plutôt à une émission de température ~ 4 eV (resp. 8 eV). Ceci étant, une comparaison à différent temps semble indiquer une diminution de l'intensité de cette émission au cours du temps, bien qu'aucune conclusion formelle à ce sujet ne puisse être déduite du fait du bruit de fond et surtout du nombre très faible de photons ayant pu être effectivement mesurés.

En ce qui concerne la morphologie et la structure du choc, la zone choquée, très chaude, présente un aspect gaussien qui rappelle la forme de la tâche focale. Sa largeur à mi-hauteur $\sim 640 \mu\text{m}$ semble peu variée sur une distance de $175 \mu\text{m}$ avec une différence notable inférieure à $100 \mu\text{m}$. L'émission en amont du choc (courbe bleue) est également caractérisée par une forme gaussienne mais légèrement excentrée, de largeur à mi-hauteur grandement différente de celle de la zone choquée, se rapprochant des $330 \mu\text{m}$.

4.7.3 Interférométrie

La mise en place d'un diagnostic d'interférométrie nous a permis de compléter la caractérisation de l'état thermodynamique et de la structure du choc en fournissant une cartographie en densité et en permettant par extension de déduire l'ionisation du milieu.

La figure 4.19 présente les interférogrammes du choc à trois temps différents (4 ns, 7 ns et 10 ns). Le principe est identique à celui utilisé au cours de l'expérience sur les jets de plasma. Nous avons utilisé un prisme de Wollaston d'angle d'ouverture égal à 0.5° nous permettant de séparer le faisceau sonde polarisé en deux parties de polarisations orthogonales que l'on recombine ensuite par la suite en les faisant passer dans un polariseur.

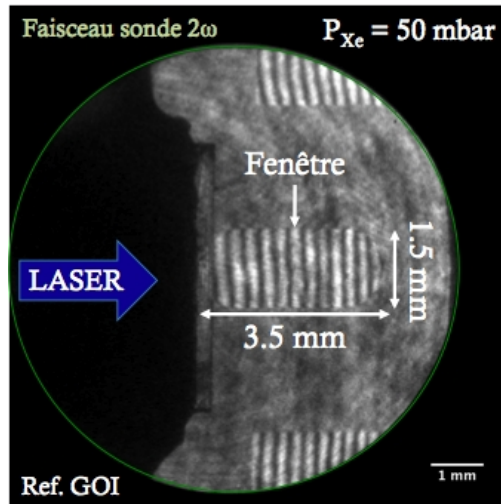
Chaque tir s'accompagne d'une image de référence (figure 4.19(a)) nous permettant d'extraire des cartes de phase absolues à partir d'interférogrammes. Pour plus de clarté, nous avons présenté uniquement les zooms de la fenêtre d'observation.

Nous pouvons tout d'abord observer la propagation du front de choc au cours du temps, caractérisé par une forme quelque peu sphérique/ovale et très dense. L'absorption totale du faisceau sonde suggère une densité électronique $n_e > n_\star$.

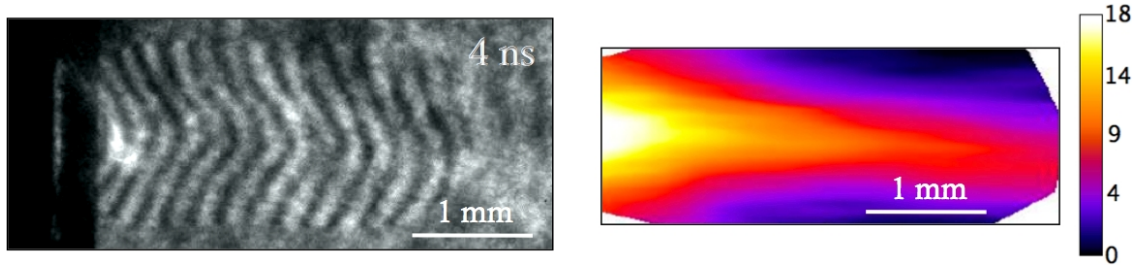
Le rétrécissement des franges en amont du front de choc (sur 3 - 4 franges) est caractéristique d'un gradient de densité proche du front de choc, révélant la présence du précurseur radiatif. Nous retrouvons également très loin en amont du choc une forte perturbation de franges, très collimatée (extension radiale $\sim 500 \mu\text{m}$) ce qui renforce les résultats obtenus avec l'émission propre. Les cartes de phase présentées en complément des interférogrammes dans la figure 4.19 révèlent cette augmentation de densité, en particulier à 4 ns et 7 ns où l'on observe un "cœur" plus dense que les autres zones.

En supposant une géométrie cylindrique, il est possible de remonter à la densité électronique en réalisant une inversion d'Abel à partir de ces cartes de phase (figures 4.20, 4.21 et 4.22). Le programme d'inversion ayant quelques difficultés à raccorder les zones sombres ne possédant aucune frange (et donc pas de "phase" exploitable), nous avons choisi de traiter uniquement les zones zoomées situées directement derrière le front de choc opaque nous permettant ainsi d'obtenir plus de précision et de limiter les erreurs lors des calculs. Plusieurs constatations peuvent être faites :

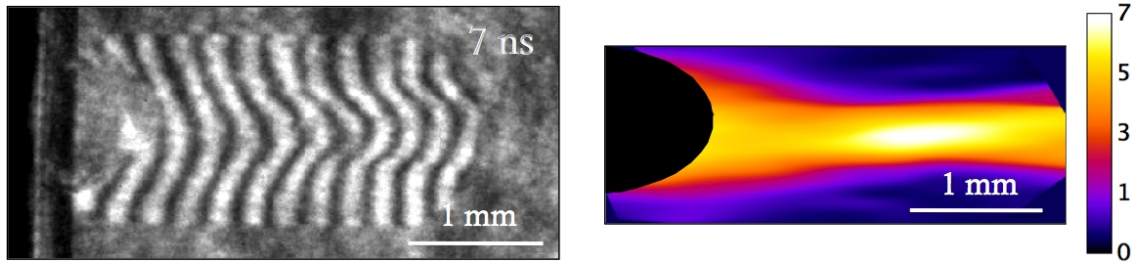
- Nous observons d'une part la perturbation très collimatée en amont du front de choc (figures 4.20 et 4.21). Son expansion radiale est relativement faible ($\text{FWHM} < 500 \mu\text{m}$). Les densités électroniques associées sont assez importantes $\sim 8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et peuvent atteindre $1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, signe d'un important degré d'ionisation du plasma non choqué. A partir



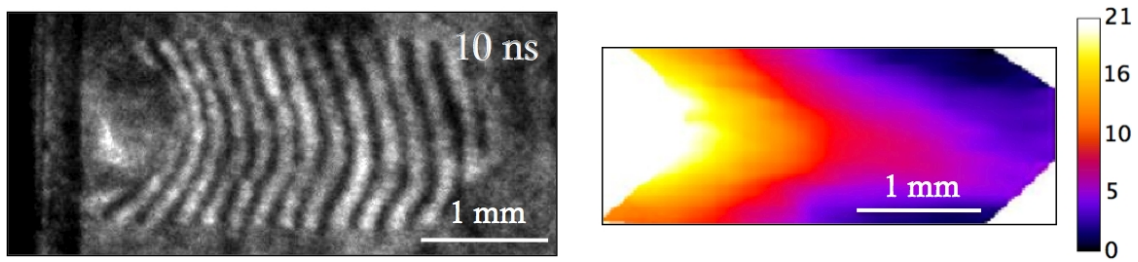
(a) Image de référence



(b) Interférogramme et carte de phase à 4 ns



(c) Interférogramme et carte de phase à 7 ns



(d) Interférogramme et carte de phase à 10 ns

FIGURE 4.19 Interférogrammes et carte de phases observées respectivement à 4 ns, 7 ns et 10 ns. Ces images sont des zooms de la fenêtre présentée sur l'image de référence. Les couleurs sont en unités arbitraires.

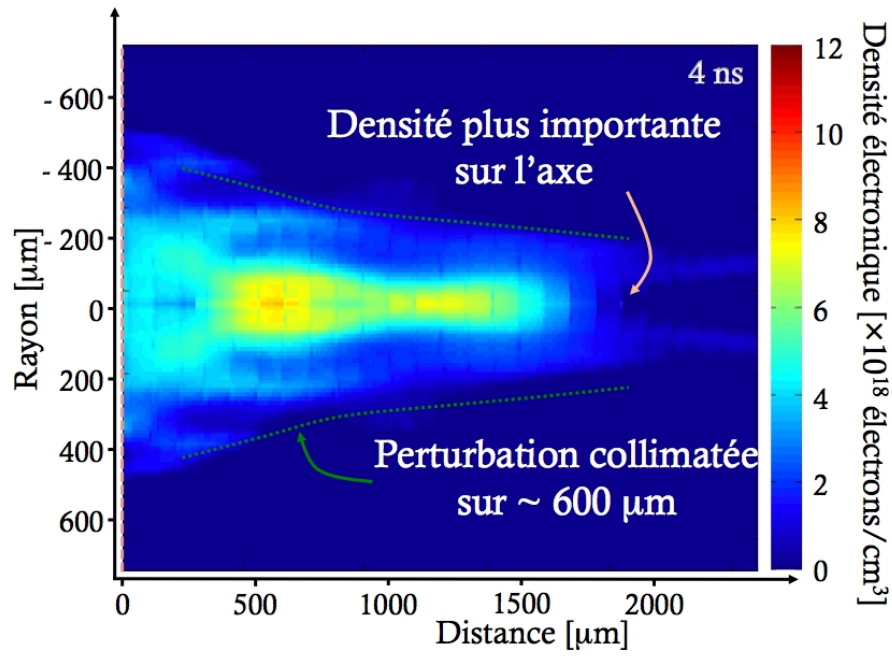


FIGURE 4.20 Carte de densité du choc observée à 4 ns et associée à la figure 4.19(b).

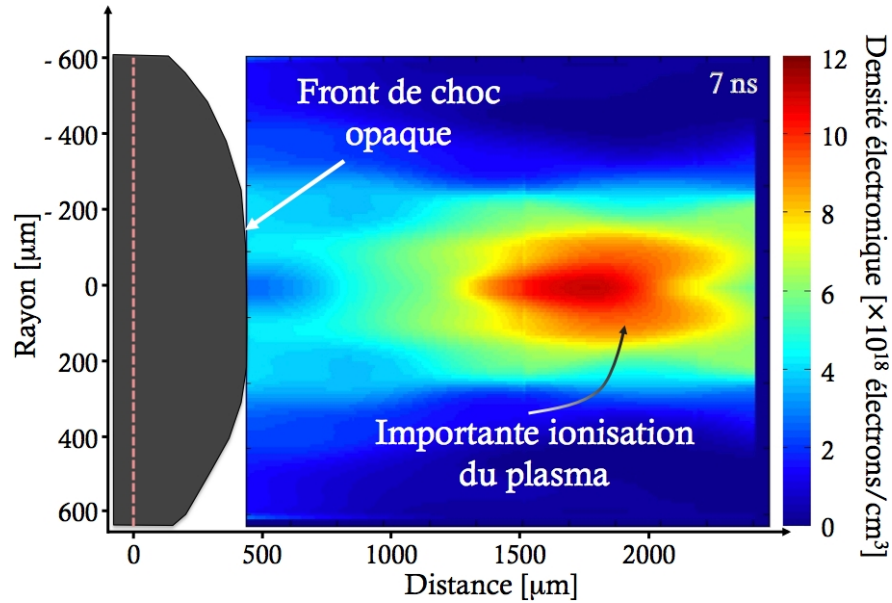


FIGURE 4.21 Carte de densité du choc observée à 7 ns et associée à la figure 4.19(c).

de cette valeur de densité électronique, il est possible de déduire une estimation du degré d'ionisation maximum du plasma correspondant à ce plasma.

$$n_e \equiv \frac{\rho_o Z N_A}{A} \quad (4.34)$$

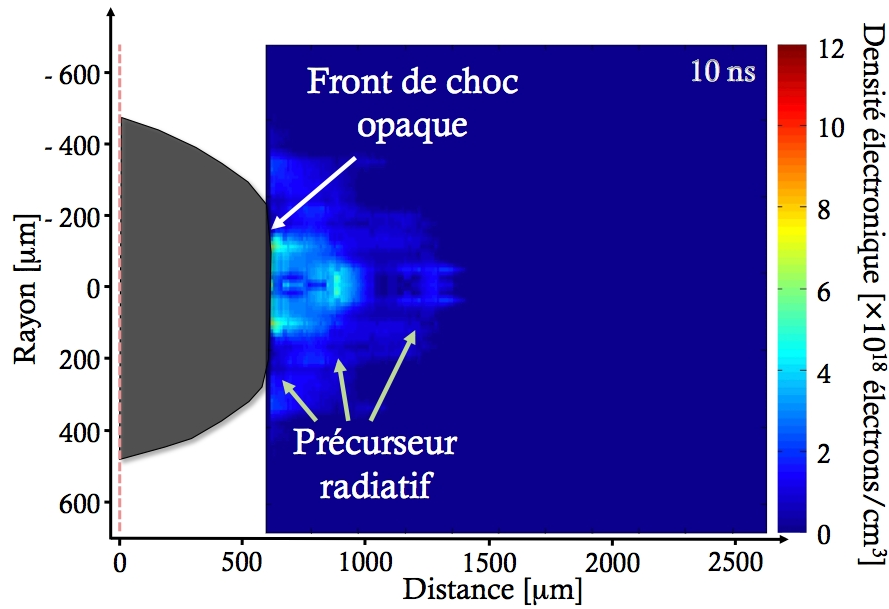


FIGURE 4.22 Carte de densité du choc observée à 10 ns et associée à la figure 4.19(d).

où Z est le degré d'ionisation du plasma de densité initiale ρ_o , N_A le nombre d'Avogadro⁷ et A le nombre de masse du xénon. Une densité électronique du xénon non choqué égale à $1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ est donc associée à un degré d'ionisation d'environ 9.

- Cette perturbation devient peu visible pour les temps plus longs ($> 10 \text{ ns}$) et nécessiterait vraisemblablement des franges plus fines pour pouvoir résoudre le changement de densités (figure 4.22). Il est néanmoins possible d'observer très clairement le précurseur radiatif qui a alors pu d'avantage se propager à ce temps précis. Sa densité est nettement plus faible ($n_e < 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Il reste très localisé autour du front de choc sur une distance $\sim 500 - 600 \mu\text{m}$.

Récapitulatif :

Les diagnostics d'émission propre instantanée et d'interférométrie mettent en évidence la structure du choc radiatif : zone choquée \rightarrow front de choc \rightarrow précurseur radiatif \rightarrow zone non choquée. Un phénomène inattendu est observé en amont du front de choc : une **perturbation collimatée, peu émissive et très rapide** se propage et entraîne une **ionisation** du xénon.

4.7.4 Comparaison avec un code numérique 2D

Suite à l'apparition de cette émission collimatée en amont du choc pour le moins inattendue, nous avons souhaité comparer les expériences avec plusieurs simulations numériques pour voir si ces dernières reproduisaient ce phénomène. Nous avons pour cela utilisé le code 2D DUED [121] dont nous montrons un résultat de simulation dans la figure 4.23. Les conditions numériques sont identiques à celles expérimentales (*i.e.* tâche focale gaussienne $\Phi = 350 \mu\text{m}$, impulsion gaussienne de durée $\tau = 500 \text{ ps}$ et intensité laser $\sim 1.5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$).

7. On rappelle que le nombre d'Avogadro N_A est égal à $6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$.

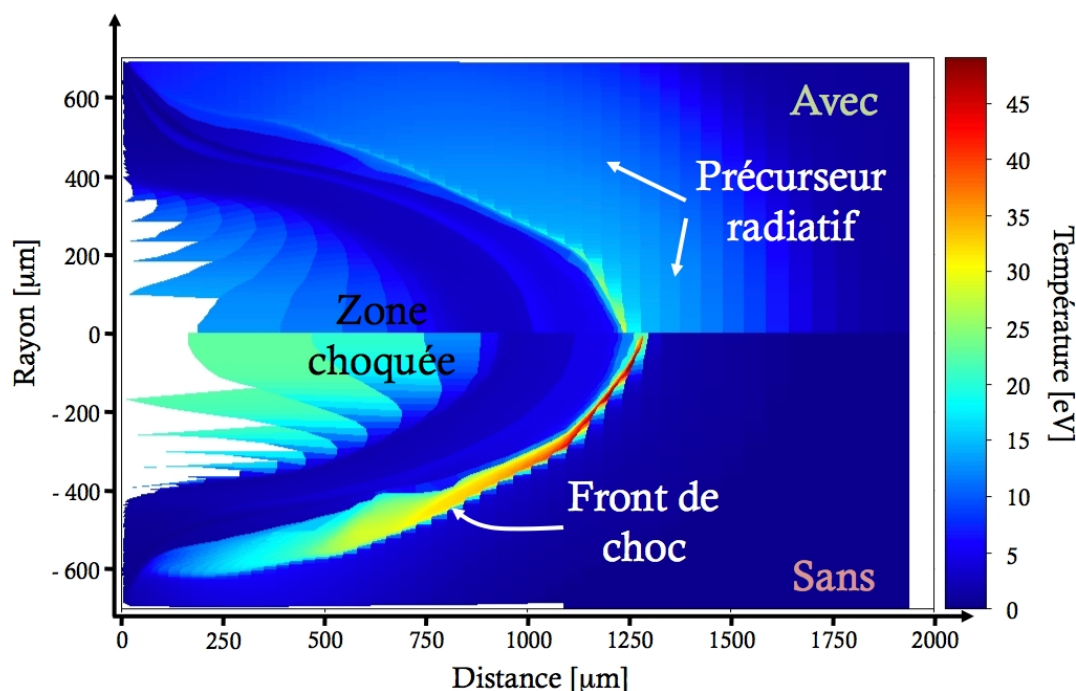


FIGURE 4.23 Simulation 2D réalisée avec DUED dans les conditions expérimentales utilisées ($\sim 1.5 \times 10^{15}$ W/cm²) et donnant lieu à une vitesse ~ 150 km/s. Le temps d'observation est ici ~ 9 ns après l'impulsion laser. Le laser vient de la gauche. Les cas avec et sans traitement du rayonnement sont présentés de part et d'autre de l'axe de propagation. L'échelle de couleurs est identique pour les deux simulations.

Afin de pouvoir observer les effets du rayonnement sur la structure du choc, nous avons confronté le cas d'un choc hydrodynamique pur (*i.e.* cas sans rayonnement) avec le cas avec rayonnement pour une vitesse de choc ~ 150 km/s. La propagation du choc est ici observée ~ 9 ns après l'impulsion laser. La première constatation faite est que, pour une même intensité et un même instant d'observation, le choc est plus lent lorsque les pertes radiatives sont prises en compte avec une différence relative $\leq 5\%$. Le choc évacue ainsi suffisamment d'énergie pour ralentir de manière significative.

La structure du choc présente une forme fidèle à celle de l'impulsion laser (gaussienne) sensiblement différente de la forme expérimentale plus sphérique. On note la présence d'une discontinuité nette de température entre le front de choc et la matière non choquée dans le cas hydrodynamique qui s'assouplit dans le cas radiatif avec la formation d'un précurseur de forme plus sphérique autour de la zone choquée.

Nous avons réalisé une coupe longitudinale de la simulation 2D d'intensité laser 1.5×10^{15} W/cm² (figure 4.24) en ne montrant pour plus de clarté que le front de choc et le milieu non choqué. Plusieurs isocontours de la densité électronique sont également présentés afin de pouvoir apprécier le profil de densité du choc.

Nous voyons très clairement sur cette figure la formation du précurseur radiatif dès les premiers instants après l'impulsion laser. La vitesse de propagation du précurseur, plus importante au début de la simulation (~ 250 km/s), se stabilise autour de 2 - 3 ns vers une

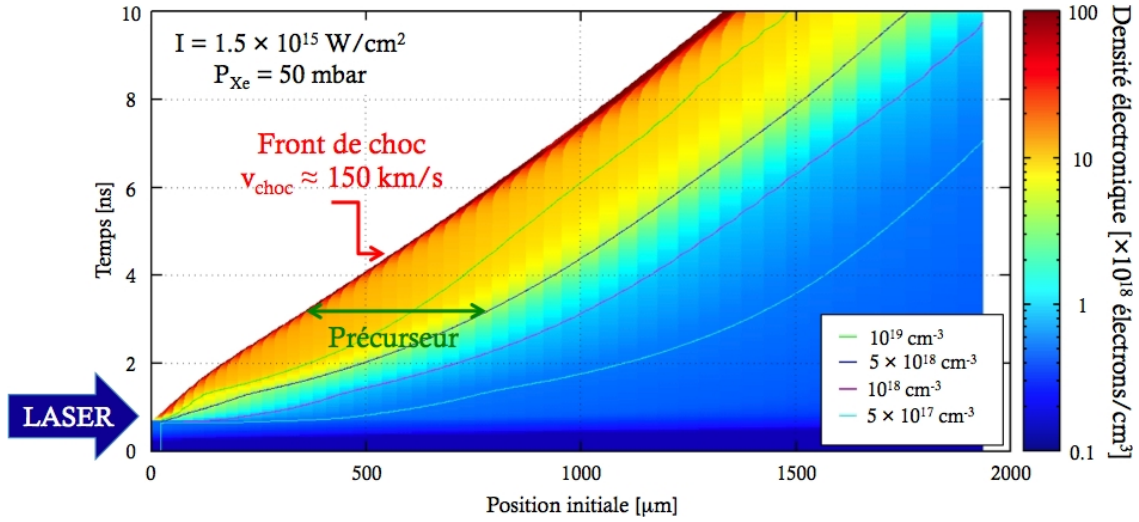


FIGURE 4.24 Observation sur l’axe de la propagation du choc au cours temps, extraite d’une simulation 2D réalisée avec DUEd. Le laser vient de la gauche. Seuls sont montrés le front de choc et le milieu non choqué.

valeur proche de la vitesse du choc (~ 150 km/s). Les contours représentés en couleurs sur la figure mettent en évidence un gradient de densité important au début de la propagation du choc dans le xénon avec une diminution de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ à $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ en $\sim 120 \mu\text{m}$ à 2 ns (soit $dn_e/dx \sim 4.2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-4}$) qui s’assouplit plus tard dans le temps avec une diminution de la même quantité sur $255 \mu\text{m}$ à 7 ns (soit $dn_e/dx \sim 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-4}$).

Ce comportement est très différent de celui prédit par MULTI qui affirme la présence d’un précurseur en amont du front de choc dont la longueur augmenterait au cours du temps à cause d’une vitesse beaucoup plus importante. DUEd montre au contraire deux régimes : un régime transitoire où la vitesse $v_{\text{précurseur}} > v_{\text{choc}}$ propage le précurseur en amont ; un régime “stationnaire” $v_{\text{précurseur}} \approx v_{\text{choc}}$ où la longueur du précurseur varie peu et le laisse localisé autour du choc. Cette “stationnarité” du précurseur est directement liée au libre parcours moyen des photons et est atteinte lorsque les pertes radiatives deviennent suffisamment importantes pour compenser l’énergie apportée par le choc. Le traitement radiatif de DUEd et la prise en compte des effets bidimensionnels de pertes et de conduction thermique permettent ainsi une représentation plus fidèle de la structure du choc.

Néanmoins, les simulations numériques, qu’elles soient 1D (MULTI) ou 2D (DUEd), semblent produire des densités électroniques de précurseur plus importantes et ne prédisent en aucun cas la présence en amont du front de choc d’une telle émission comme nous avons pu l’observer expérimentalement sur de nombreux tirs (figure 4.16). Cela est valable quelque que soit l’intensité laser. La validité de ces codes pour décrire l’évolution hydrodynamique des chocs ayant été vérifiée dans le passé lors de nombreuses expériences [21], nous pouvons supposer un effet radiatif non négligeable et mal décrit sur la structure des chocs ou bien une conséquence expérimentale due à la cible (parois, fenêtre ou même diagnostics!).

Récapitulatif :

Le code 2D DUED utilisé met en évidence la structure de choc observée expérimentalement (températures et vitesses) mais **ne reproduit pas la perturbation en amont**.

4.7.5 Evolution de la température : *Simulations 1D/2D* \leftrightarrow *Expérience*

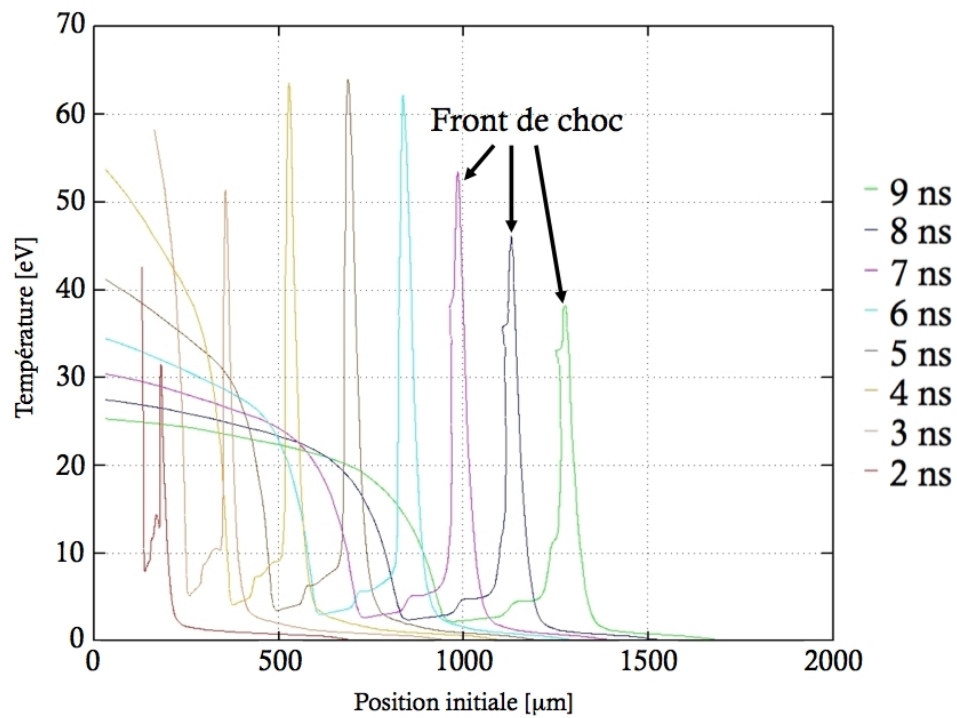
La pertinence de nos expériences repose sur deux paramètres fondamentaux : la vitesse et la température. Ces deux grandeurs forment la pierre angulaire de toute l'analyse que nous avons réalisée. Même si la mesure de la vitesse de choc reste relativement aisée, ce n'est pas le cas de la température dont l'estimation peut être sujette à d'importantes erreurs et approximations. Les simulations sont un point de départ et permettent souvent de compléter les études avec des données inaccessibles expérimentalement et de pallier à certains doutes sur des données mesurées. Cependant, le traitement du rayonnement est particulièrement difficile et les codes présentent rapidement leurs limites.

T. Vinci réalisa durant sa thèse [21] une étude extensive des outils numériques disponibles au LULI pour l'étude des chocs radiatifs, principalement les codes hydrodynamiques radiatifs MULTI (1D) et DUED (2D). Les deux codes utilisent des méthodes numériques différentes dans le traitement du rayonnement nous empêchant de comparer directement à de longs instants les chocs radiatifs produits. Cependant, ils produisent des résultats similaires lors de la réalisation de chocs purement hydrodynamiques avec des profils similaires à la figure 4.25(a). Les températures sont particulièrement élevées, atteignant les 65 eV et le choc ne présente aucune structure de précurseur radiatif.

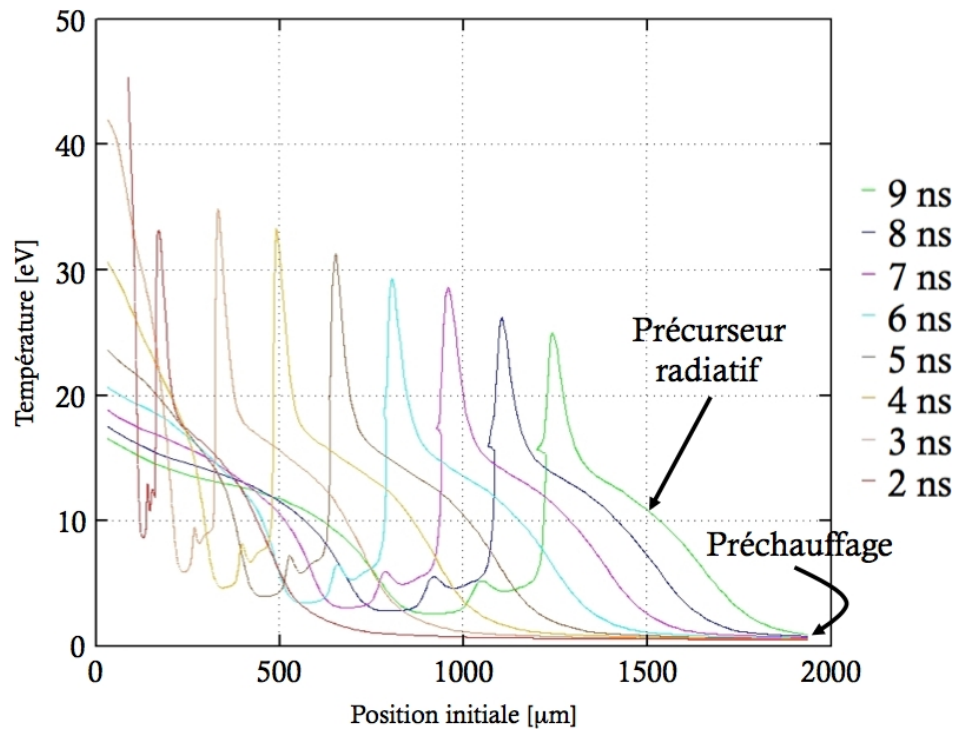
Lors de l'introduction du rayonnement dans les simulations, les deux codes ne produisent des profils comparables que durant les premières ns lorsque le précurseur est encore dans sa phase transitoire avec une vitesse $v_{\text{précurseur}} > v_{\text{choc}}$. Toute estimation de la vitesse et de la température de choc à partir de MULTI ne peut donc raisonnablement se réaliser que dans cette gamme de temps où les deux codes sont alors en accord. Les profils de températures issues de DUED sont alors les plus fiables à notre disposition pour les temps les plus longs (figure 4.25(b)) avec des températures maximales $\sim 30 - 35$ eV, proches des valeurs expérimentales mesurées, et un précurseur radiatif localisé autour du front de choc. Même si les températures de MULTI sont particulièrement élevées dans les chocs radiatifs avec des valeurs parfois 2 fois plus importantes que celles données par DUED, les vitesses restent relativement comparables pour une même intensité comme en témoigne la figure 4.15 avec néanmoins une valeur légèrement plus importante de la vitesse 1D dont le choc n'évacue pas assez d'énergie pour ralentir.

Récapitulatif :

Les codes numériques 1D et 2D reproduisent des comportements similaires (températures et vitesses) dans le cas *hydrodynamique* mais diffèrent lors de la prise en compte du rayonnement. Une comparaison directe des deux codes ne peut se faire que durant la période **transitoire** lorsque la vitesse du précurseur augmente.



(a) Sans effets radiatifs



(b) Avec effets radiatifs

FIGURE 4.25 Profils temporels de la température électronique en fonction de la position. Ces données sont restreintes à l'axe de propagation du choc et proviennent de simulations 2D réalisées avec le code DUEd et prenant en compte ou non le traitement des effets radiatifs.

4.8 Causes de l'émission amont

Bien que vitesses/températures numériques et expérimentales soient en relativement bon accord, les simulations numériques 1D et 2D ne reproduisent pas le pinceau lumineux observé *reproductiblement* par les diagnostics d'interférométrie et d'émission propre instantanée 2D. Nous tenterons, dans cette section, d'explorer différentes causes possibles pouvant en expliquer son origine.

4.8.1 Importance croissante de p_{rad} ?

Les valeurs relativement faibles des nombres de Boltzmann et de Mihalas (tableau 4.3) laissent présager une influence certaine du rayonnement sur la structure du choc

$$Bo \approx 5.17 \times 10^{-4} \quad \text{et} \quad R \approx 12.8 \quad (4.35)$$

Bien que la frontière *purement radiative* ne soit pas atteinte, nous nous en sommes considérablement rapprochés par rapport à l'expérience de 2006 et la pression radiative est, à un ordre de grandeur près, aussi importante que la pression thermique. Une influence croissante de la pression radiative peut donc entraîner l'apparition d'une nouvelle structure du choc. Il est également possible que l'aspect étroit et collimaté soit un effet indirect de la forme de la tâche focale, d'aspect gaussien, où une grande partie de l'intensité laser est concentrée sur l'axe, ce qui est responsable de la forme quelque peu ovale du front de choc (figure 4.23) masqué dans les émissions expérimentales du fait de la présence du précurseur plus sphérique.

4.8.2 Important préchauffage ?

Le choix des cibles est particulièrement important et nous avons vu, dans la section 4.5, les conséquences que peut avoir le rayonnement émis par la couronne, notamment en matière de préchauffage. Il est nécessaire d'écranter au mieux les émissions du plasma ablaté par le laser afin d'éviter toute éventuelle interaction parasite qui pourrait fausser toute analyse ultérieure. Nous avons vu que la cible idéale était le CH/CHBr mais qu'en raison d'importantes difficultés lors de leur fabrication, nous avons été contraints d'utiliser du CH/Ti. Ce choix ne s'est pas fait sans conséquence et les simulations ont montré l'apparition d'un préchauffage d'autant plus important que l'intensité est grande.

L'interférogramme nous donne une estimation du degré d'ionisation maximum atteint dans la zone émissive en amont du front de choc ($Z_{\max}^* = 9$). L'évolution du degré d'ionisation moyen en fonction de la température électronique dans le cas d'un plasma de xénon de densité initiale $\rho_o = 2.65 \times 10^{-4} \text{ g/cm}^3$ est présentée dans la figure 4.26.

En règle générale, dans la situation la plus défavorable où l'intensité est maximale et que les pertes latérales sont minimales (ce qui est le cas dans les simulations monodimensionnelles où elles sont souvent sous-estimées), les simulations 1D réalisées avec MULTI montrent un chauffage quasi-instantané du plasma dès le dépôt de l'énergie par le laser autour de 3 eV et s'élevant au maximum à 5 eV. Cette valeur (3 eV), très élevée, n'induit cependant que

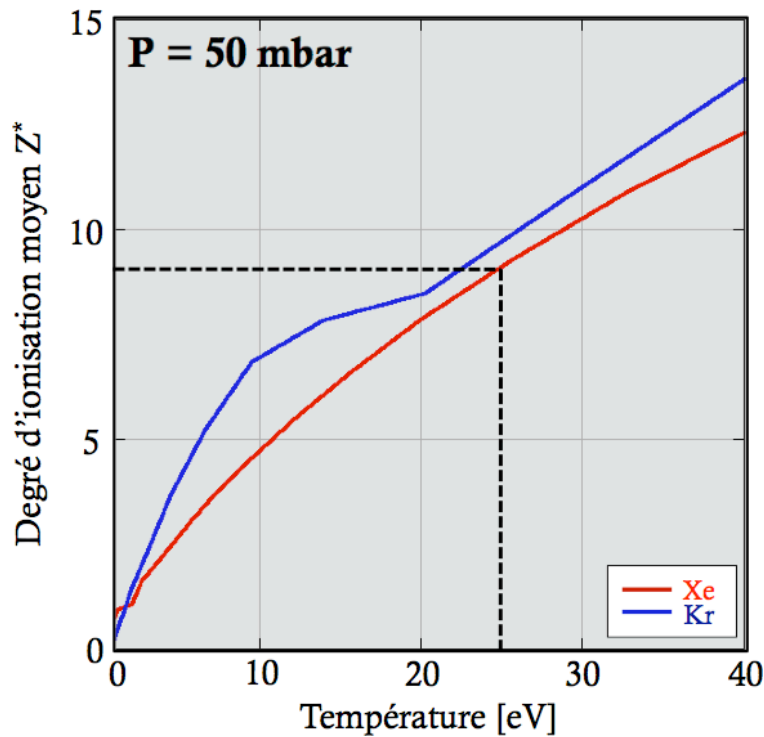


FIGURE 4.26 Evolution du degré d'ionisation moyen Z^* en fonction de la température électronique pour un gaz de Xe et un gaz de Kr à 50 mbar.
Source : SNOP

des densités électroniques comprises entre $1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, correspondant donc à un degré d'ionisation maximum autour de 2 - 3 (fig. 4.26). Cette valeur, trop faible par rapport à celle déduite des interférogrammes nous suggère que cette explication est peu probable. Cette opinion est renforcée par le caractère collimaté de cette émission. Le préchauffage serait plus uniforme et isotrope ce qui ne semble pas être le cas du pinceau émissif observé.

4.8.3 Présence d'électrons chauds ?

L'aspect collimaté de l'émission observée en amont du front nous ayant détournés de l'hypothèse du préchauffage, nous nous sommes interrogés sur la possible présence d'électrons chauds qui, en étant freinés par le gaz non choqué, déposeraient leur énergie et chaufferaient en conséquence le milieu amont. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons réalisé des simulations Monte-Carlo dans lesquelles nous avons introduit une température initiale des électrons chauds (due aux instabilités paramétriques) de l'ordre de 70 keV et pour lesquelles on considère que la fraction de l'énergie laser incidente à l'origine des électrons chauds s'élève autour de 0.1 % (soit dans notre cas $\approx 500 \text{ mJ}$). L'évolution de la température électronique du gaz qui en découle est présentée dans la figure 4.27.

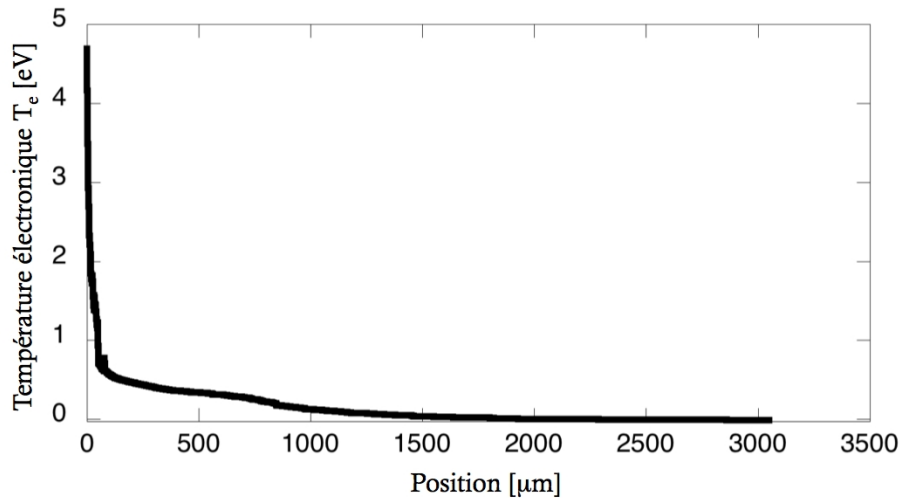


FIGURE 4.27 Simulations Monte-Carlo présentant le chauffage du xénon en amont du choc grâce au dépôt d'énergie d'électrons chauds ($T_{\text{hot}} \approx 70$ keV et $E_{\text{hot}} \sim 500$ mJ).
Crédit : A. Ravasio

Nous observons tout de suite que la température électronique maximale induite par les électrons chauds ne dépassent pas les 5 eV près de la cible et 2 eV à une distance < 100 μm . Elle a également tendance à décroître très rapidement avec la distance. Au-delà de 1.5 mm, on peut même considérer que le détecteur ne percevra aucune émission. Or, l'émission observée est persistante au moins jusqu'à 10 ns et sur une distance d'au moins 3 mm. Cette hypothèse n'est donc vraisemblablement pas la bonne.

4.8.4 Effets du précurseur ?

Au vu des hautes intensités utilisées durant la campagne expérimentale, la zone choquée atteint des températures très élevées (plusieurs dizaines d'eV) et devrait en conséquence émettre un rayonnement important vers le milieu non choqué. Selon ses caractéristiques thermodynamiques, le milieu se comportera différemment vis-à-vis du rayonnement et une structure en amont du front de choc, comme un *précurseur radiatif*, peut se développer.

Pour vérifier cette hypothèse, nous devons donc connaître la réponse du milieu selon l'énergie de photon incident provenant du front de choc dans le gaz. L'étude du libre parcours moyen des photons, et incidemment de l'opacité du xénon, nous fournit ce renseignement.

La figure 4.28 nous montre l'évolution du libre parcours moyen des photons d'énergie comprise entre [30 eV, 500 eV] se propageant dans le gaz de xénon initialement non perturbé ($\rho_o = 2.65 \times 10^{-4}$ cm^{-3} et $T = 300$ K). Pour la plupart des groupes d'énergie étudiés, le milieu est optiquement mince sur une distance raisonnable (de l'ordre de la taille de la fenêtre d'observation soit environ 3.5 mm) avec des libres parcours moyens pouvant même approcher le cm. On note néanmoins une zone où le libre parcours moyen est beaucoup plus faible (< 1 mm). Cette zone correspond à des énergies de photons comprises entre 70 eV et 130 eV avec un minimum centré en 100 eV. Le libre parcours moyen atteint alors ~ 310

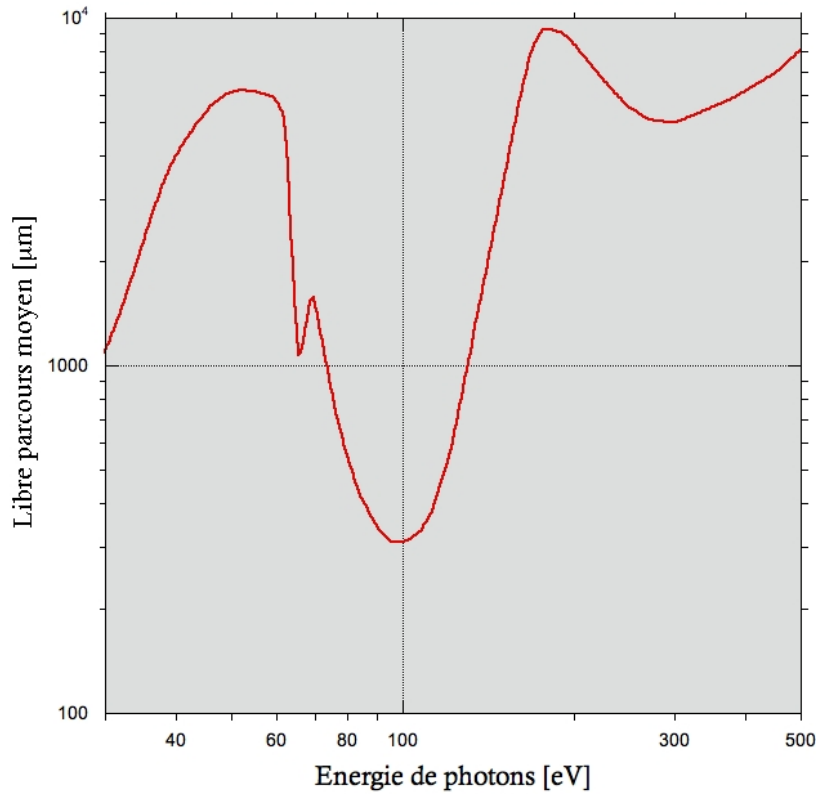


FIGURE 4.28 Evolution du libre parcours moyen des photons selon leur énergie pour le xénon dans ses conditions initiales ($\rho_o = 2.65 \times 10^{-4} \text{ g/cm}^3$, $T = 300 \text{ K}$).

μm . Le milieu devient ainsi optiquement épais au rayonnement compte-tenu des longueurs hydrodynamiques caractéristiques de notre étude ($> 1 \text{ mm}$). Cette brusque diminution du libre parcours moyen est liée à un flanc d'ionisation du matériau. Dans le cas d'un gaz de xénon, au vu de ces énergies, les électrons de valence les plus externes de la couche N sont impliqués.

Nous avons vu que le libre parcours moyen associé à des photons de 100 eV est de l'ordre de $310 \mu\text{m}$ dans les conditions de température et de densité initiales du gaz. Cette valeur est typiquement de l'ordre de grandeur du phénomène observé et tout rayonnement dans la gamme d'énergie [70 eV, 130 eV] devrait pouvoir induire la formation d'une zone chaude localisée en amont du front de choc (*i.e.* la formation d'un *précurseur radiatif*).

Pour pouvoir accréditer la formation d'un précurseur radiatif, nous avons voulu

- Observer le rayonnement émis lors du passage du choc
- Déterminer quels groupes de photons sont les plus émis
- Observer comment la matière en amont réagit face à cet afflux de rayonnement et donc apprécier le rôle primordial que jouent les opacités dans le couplage hydro-radiatif.

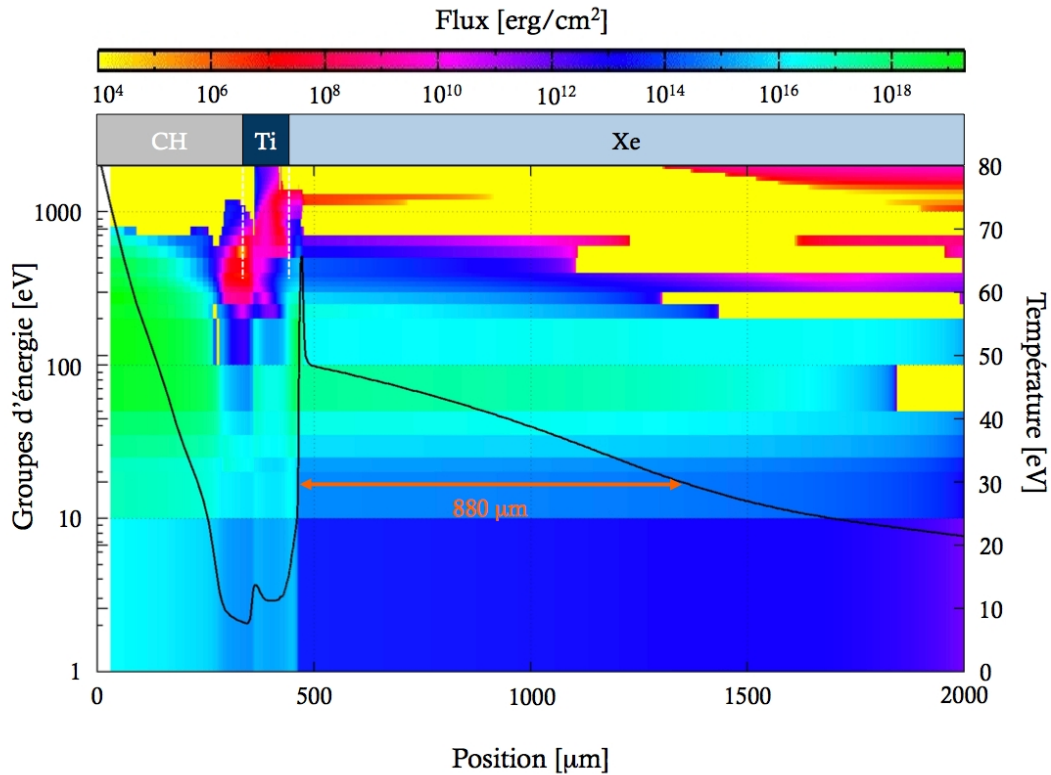


FIGURE 4.29 Flux radiatif en fonction de la position dans la cible et du groupe d'énergie des photons pour une intensité laser de $1.25 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, 3.5 ns après l'impulsion laser. La température électronique associée est également présentée.

La figure 4.29 montre un instantané d'une simulation MULTI réalisée avec 25 μm de CH, 5 μm de Ti et 2 mm de Xe et observée environ 3.5 ns après l'impulsion laser. L'intensité laser est proche de l'expérimentale ($1.25 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$). Sont présentés en abscisse la position dans la cellule (le zéro représentant le début du bicouche, côté laser) dans le référentiel du laboratoire (coordonnées eulériennes) et en ordonnée le groupe d'énergie des photons. Nous avons également superposé, à cette représentation du flux, la température électronique associée à cet instant. L'échelle de couleur est, quant à elle, indicatrice de l'importance du flux radiatif.

Plusieurs observations peuvent être réalisées concernant le rayonnement émis par les différentes parties de la cible

- On observe, à cet instant ($\sim 3.5 \text{ ns}$), peu de rayonnement X dur ($> 800 - 10^3 \text{ eV}$) dans le xénon, en provenance de la partie ablatée de la cible. Le **bouclier** de titane semble avoir arrêté la majeure partie du rayonnement même si un léger flux semble tout de même persister. Néanmoins, ces rayons ne sont pas arrêtés par le gaz et ne devraient pas introduire de température de préchauffage significative. Les photons de plus faible énergie sont quant à eux fortement présents avec un flux $> 10^{13} \text{ W/cm}^2$ de part et d'autre du titane et il semblerait que la majorité du flux provienne de la fine épaisseur qui constitue le front de choc.

- Peu de temps après le débouché du choc dans le Xénon (~ 1 à 2 ns après le temps laser), on observe la formation d'un précurseur radiatif en amont du front de choc. On remarque que pour une température de choc de l'ordre de ≈ 65 eV, le précurseur est particulièrement chaud avec des températures variant autour de 45 eV. Les groupes de photons qui l'alimentent et dont le flux est le plus intense sont alors compris entre 60 eV et 400 eV (figure 4.29). Leur libre parcours moyen est assez court par rapport aux grandeurs hydrodynamiques associées ($\in [300 \mu\text{m}, 1\text{mm}]$) et induit donc un précurseur plus étalé dans le gaz ($\sim 880 \mu\text{m}$) que pour les faibles intensités de l'expérience de 2006.

Si l'on suit le même raisonnement, augmenter l'intensité devrait donc accroître l'expansion longitudinale du précurseur. Néanmoins, aucune direction n'étant particulièrement privilégiée, la forme du précurseur serait donc calquée sur celle du front et devrait, selon toute vraisemblance être sphérique comme nous l'ont montré les simulations 2D (figure 4.23). Bien qu'une augmentation de température pourrait justifier la détection d'une émission en amont du front de choc, son caractère anisotrope (quasi-collimaté) rend peu probable une origine due au précurseur radiatif.

4.8.5 Influence des conditions de bords ?

Une autre explication à cette émission collimatée pourrait s'appuyer non pas sur des causes physiques mais plutôt expérimentales. Nous avons ainsi voulu dans cette partie explorer l'influence possible et imprévue de la configuration expérimentale utilisée.

Tout d'abord, au niveau des diagnostics : une augmentation du bruit de fond, un mauvais relais d'image ou bien un dysfonctionnement du détecteur aurait pu être la cause de ce phénomène. Cette possibilité fut néanmoins vite écartée. En effet, ce phénomène ayant été observé sur deux types de diagnostics totalement différents (interférométrie et émission propre) n'ayant que peu de chemin optique en commun rend peu vraisemblable cette explication.

Une déformation des fenêtres d'observation initialement (non-planéité des fenêtres, tilt ou déformation du à la différence de pression) ou en cours de propagation du choc pourrait expliquer une modification des franges observées. Cependant, l'épaisseur assez importante des fenêtres ($500 \mu\text{m}$ de quartz) les rend peu sujettes à des déformations significatives pour être perçues par le détecteur sur les temps d'observation utilisés (~ 10 ns).

Lors d'une récente expérience réalisée en 2009, Doss *et al.* [122] ont également produit des chocs radiatifs rapides avec des vitesses > 100 km/s en ablatant un disque de $20 \mu\text{m}$ de Be dans du xénon de densité initiale égale à 6×10^{-3} g/cm³ confiné dans un tube de polyimide de $625 \mu\text{m}$ de diamètre. Les auteurs ont observé une influence directe du rayonnement produit par le choc qui ablate les parois et génère un choc dans le tube. Ce nouveau choc se propage en amont du choc principal et modifie sa structure.

Notre configuration expérimentale est ici largement différente de celle présentée dans [122] mais l'influence des parois de la cellule est toujours possible. La figure 4.30 présente la cible expérimentale utilisée lors de notre expérience sur laquelle nous avons fait figurer les dimensions de la cellule, de ses parois et de la fenêtre d'observation. Nous voyons que le canal

dans lequel se propage le choc est beaucoup plus large et se constitue non pas de polyimide mais de duralumine (aluminium oxydé et donc noir afin d'éviter des réflexions parasites).

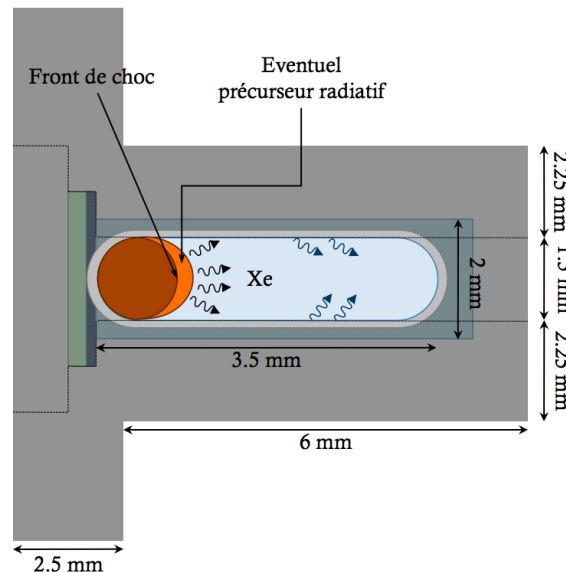


FIGURE 4.30 Schéma de la cible utilisée lors de la première campagne expérimentale sur GEKKO XII. Nous y avons fait figurer les dimensions des parois et de la fenêtre d'observation.

Hormis une irradiation directe des parois, il est peu vraisemblable qu'un quelconque plasma d'aluminium puisse générer suffisamment de rayonnement dans la gamme de longueurs d'onde susceptibles de produire cette perturbation collimatée. Néanmoins, il est tout à fait possible que le rayonnement émis par le plasma choqué se propage en amont du choc et soit réfléchi par les parois vers le xénon non perturbé.

En effet, jusqu'à présent dans les simulations 2D, nous avons considéré un plasma de xénon confiné dans une boîte aux parois transparentes puisque nous considérons que la largeur de la cellule était suffisamment importante pour que les parois soient inertes et qu'elles ne jouent pas de véritable rôle hormis celui de confiner le gaz. Cette hypothèse se révèle inexacte surtout pour des temps de plus en plus longs lorsque l'expansion radiale du choc et de la zone choquée est du même ordre que celle de la cellule.

De très récentes simulations 2D ont été réalisées avec le code FCI2 du CEA dans lesquelles nous avons introduit un canal de largeur fixe (~ 2 mm) flanqué de parois dont la composition et les propriétés peuvent être ajustées. Les premières simulations utilisant des parois réelles d'aluminium n'ont pas produit de réelles différences de comportement par rapport à un choc radiatif normal. La structure du choc obtenu est relativement prévisible avec une zone choquée dense et chaude et un front de choc en amont duquel on retrouve un précurseur radiatif.

Le changement vers des parois numériques nous a permis de modifier à loisir les conditions de bords. L'utilisation de parois totalement réfléchissantes (\rightarrow réflexion géométrique) a ainsi

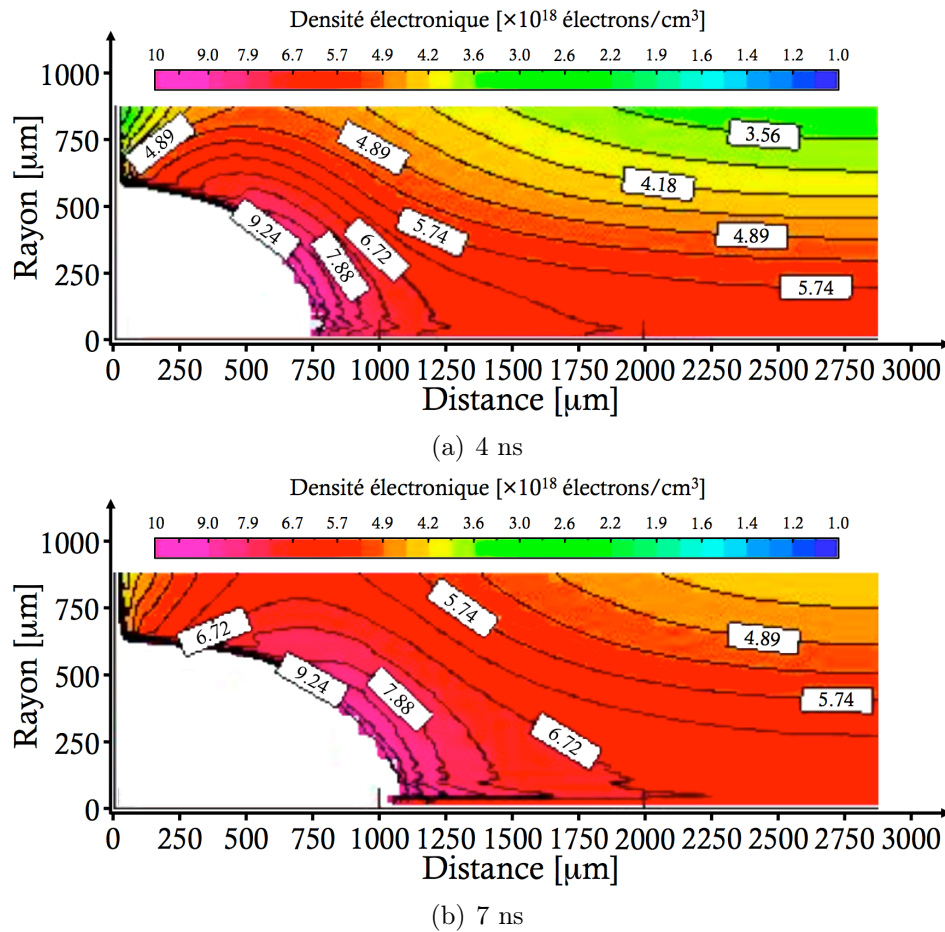


FIGURE 4.31 Simulation 2D réalisée avec FCI2 présentant des cartographies de la densité électronique ~ 4 ns et ~ 7 ns après l'impulsion laser.
Crédit : S. Laffite (CEA)

permis la production d'un phénomène très similaire à celui de l'expérience. La figure 4.31 présente le résultat d'une simulation réalisée dans cette optique et observée à 4 ns (fig. 4.31(a)) et 7 ns (fig. 4.31(b)) respectivement. Seules sont montrées les régions attribuées au gaz (Xe). Plusieurs isocontours de densités ont également été rajoutés pour rendre compte de la structure du choc radiatif.

Nous remarquons dans un premier temps la morphologie ovale du front de choc étroitement liée à la forme gaussienne de la tâche focale caractéristique de nos expériences sur l'installation GEKKO XII. Cette zone choquée s'entoure comme il convient d'un gradient de densité, indiquant la présence d'un précurseur radiatif. Néanmoins, contrairement aux autres situations numériques, le xénon est ici perturbé en amont du front de choc par une surdensité électronique centrée sur l'axe de propagation, témoin d'une surionisation du gaz dont l'importance grandit au cours du temps. Elle reste relativement bien localisée autour de l'axe sur $\sim 500 \mu\text{m}$ (pour $t = 4$ ns, $x = 2$ mm et $n_e \approx 5.74 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} \rightarrow$ fig. 4.31(a)), valeur assez proche de celle obtenue expérimentalement pour une densité électronique comparable ($\sim 600 \mu\text{m} \rightarrow$ fig. 4.20).

Afin de pouvoir nous rendre plus facilement compte de la structure de cette perturbation en amont, nous avons réalisé des profils axiaux de température (fig. 4.32(a)) et de densité électroniques (fig. 4.32(b)).

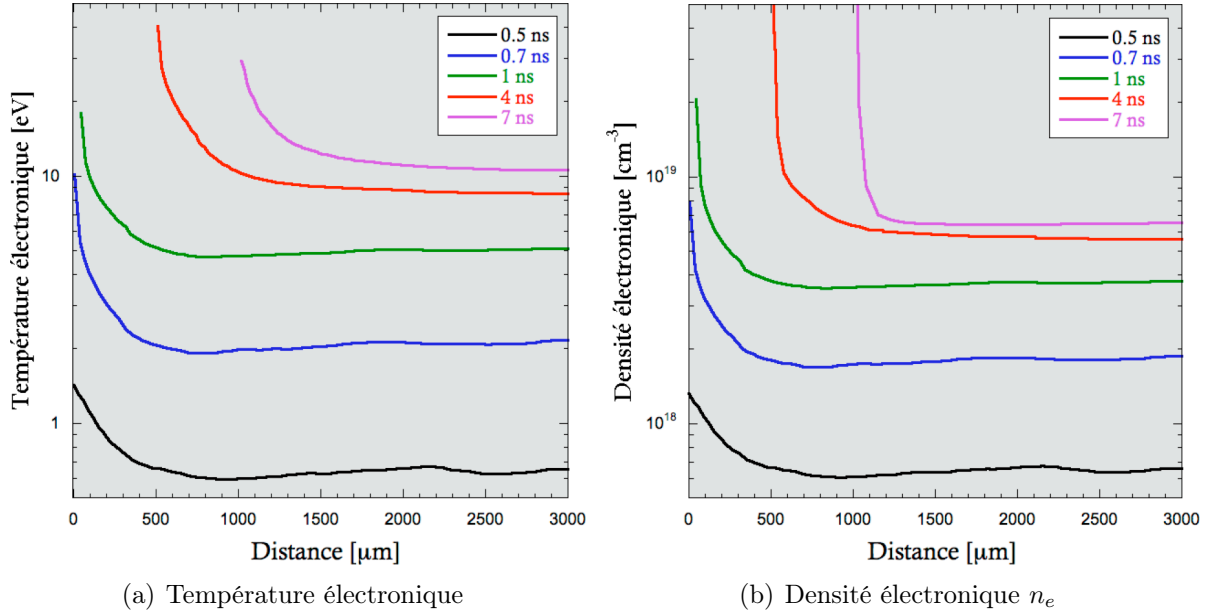


FIGURE 4.32 Profils axiaux de température et de densité électroniques extraits des simulations réalisées avec FCI2 et présentées dans la figure 4.31.

Crédit : S. Laffite (CEA)

Nous avons pu ainsi tout de suite remarquer l'augmentation respective de ces deux grandeurs en amont du choc au cours du temps, témoignant d'une ionisation et d'un chauffage rapides et toujours plus importants du xénon, et ce dès le débouché du front de choc dans le gaz (autour de ~ 0.7 ns). Les températures varient de 0.3 eV (\equiv préchauffage) à jusqu'à ~ 10 eV tandis que les densités électroniques se situent entre $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ($t = 0.5$ ns) et $\sim 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ($t = 7$ ns). A titre de comparaison, le choc se caractérise par des températures fluctuant entre 18 eV ($t = 1$ ns), 40 eV ($t = 4$ ns) et 33 eV ($t = 7$ ns).

Bien que les températures du front de choc soient en bon accord avec les précédentes données expérimentales, il reste néanmoins quelques disparités concernant les densités électroniques atteintes en amont du front. En effet, les interférogrammes des figures 4.19, 4.20, 4.21 et 4.22 ont clairement montré que le milieu atteignait facilement des densités de l'ordre de $8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ($t = 4$ ns) jusqu'à même $1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ au plus fort de la perturbation ($t = 7$ ns) tandis que les données numériques ne dépassent guère les 10^{19} cm^{-3} . Par ailleurs, les profils numériques en amont du précurseur sont relativement plats tandis que les cartes de densités expérimentales mettent en évidence un gradient de densité axial qui culmine à environ 1.2 mm du front de choc.

La reproduction d'une surdensité électronique sur l'axe par les codes numériques confirme une part importante des conditions de bords, en particulier des propriétés de réflexion, dans la structure du phénomène en amont du choc. Même si le coefficient de réflexion des parois

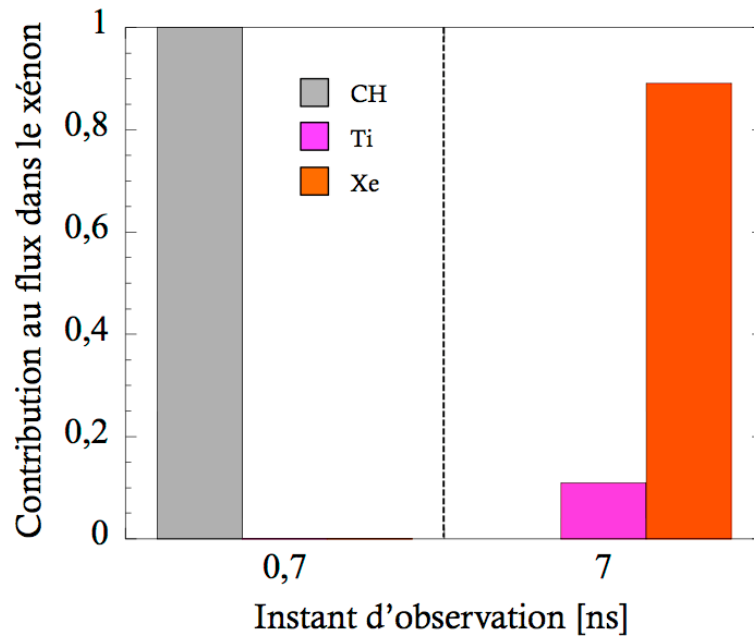


FIGURE 4.33 Histogramme présentant la contribution de chaque matériau au flux reçu dans le xénon. Deux temps ont été privilégiés : 0.7 ns et 7 ns.
Crédit : S. Laffite (CEA)

est caractéristique du matériau et n'est pas dans la réalité de 100 %, il semblerait qu'il puisse tout de même jouer un rôle d'albédo non négligeable. Les valeurs numériques plus faibles obtenues montrent néanmoins qu'il existe un autre processus intervenant dans l'apparition du phénomène, probablement lié au caractère radiatif du choc.

Afin d'accréditer cette hypothèse, nous avons observé la contribution de chaque matériau (CH, Ti et Xe) au flux radiatif que perçoit le gaz (fig. 4.33). Les valeurs sont normalisées et ne rendent pas compte de l'importance respective de chaque flux mais montrent la proportion de chaque matériau à influencer le milieu gazeux non choqué. Nous avons privilégié deux temps : 0.7 ns (qui coïncide avec l'instant de débouché de choc) et 7 ns (qui représente un instant expérimental relativement tard pour que le régime radiatif soit établi). Ainsi, lorsque le choc commence à se propager dans le milieu, la couronne encore très chaude et peu dense continue de rayonner et une partie de cette émission parvient à traverser le bouclier de titane. Ce flux est responsable du rapide préchauffage du gaz. Une fois que le choc s'est suffisamment propagé et que le régime radiatif est établi, l'émission du plasma de CH ne traverse plus le Ti. La majorité de l'important flux radiatif provient alors du xénon choqué tandis que le reste (10 %) est issu du Ti chaud. Le bouclier joue correctement son rôle et empêche un préchauffage plus important de la part de la couronne. Le rayonnement intervenant dans la structure du choc provient donc du gaz choqué, ce qui nous conforte dans nos estimations.

Récapitulatif :

Un traitement complet du transfert radiatif ainsi qu'un changement des coefficients de réflexion des parois modifient radicalement le comportement de la densité électronique en amont du front de choc. Le cas extrême où la réflexion est totale reproduit de manière surprenante le phénomène d'émission rapide et collimatée observé. La structure front de choc / précurseur radiatif / émission localisée et collimatée semble correspondre à la morphologie du choc expérimental. Cependant, les simulations confèrent à l'émission amont une densité $< 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ce qui est beaucoup plus faible que nos valeurs $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} \rightarrow 1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. **Un processus complémentaire aux effets de bords semble également influencer le milieu amont, probablement de nature radiative avec une majorité du flux issue du xénon choqué.**

4.9 Modification des conditions initiales

Nous avons étudié en détails dans les précédentes sections la morphologie d'un choc radiatif dans du xénon (50 mbar principalement) créé en irradiant une cible de CH/Ti. Les vitesses atteintes oscillant entre 130 et 225 km/s nous ont permis de nous rapprocher encore plus du régime purement radiatif. Dans cette section, nous allons présenter les résultats obtenus lors d'une nouvelle expérience sur l'installation GEKKO XII durant laquelle nous avons repris la configuration expérimentale mais en modifiant deux paramètres, d'une part la cible (CH/Ti \rightarrow CH/Sn) pour minimiser le préchauffage et d'autre part le gaz (Xe \rightarrow Kr) pour minimiser les effets radiatifs.

4.9.1 Pourquoi un tel changement de cible ?

L'utilisation de l'étain au lieu du titane comme bouclier dans la cible réside en son plus grand pouvoir d'arrêt des rayons X émis par la couronne. A l'instar de l'étude comparative de la section 4.5, la figure 4.34 montre l'évolution de la vitesse du choc et de la température de préchauffage du choc radiatif dans le cas d'une cible de CH/Sn. Nous avons regroupé sur la figure 4.35 les vitesses de choc et les températures de préchauffage respectives de ces trois cibles pour comparaison. Ces résultats sont issus de simulations MULTI 1D et surestiment donc les températures mais elles nous donnent un bon aperçu de l'efficacité de chaque matériau comme bouclier, en particulier, du Sn que nous avons maintenant choisi d'utiliser.

Nous observons tout de suite une diminution importante du préchauffage dans le cas de l'étain qui passe de $\sim 6 \text{ eV}$ à $\sim 1.5 \text{ eV}$ pour une même intensité laser de $7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$. Les vitesses sont naturellement différentes, plus importantes pour le Ti que pour le Sn à cause de leur différence notable de masse, mais elles restent tout de même assez proches avec une différence de l'ordre de 20 % ce qui est plutôt raisonnable. Il sera donc un peu plus difficile de nous retrouver dans les mêmes conditions expérimentales de vitesses qu'avec le Ti mais une augmentation d'intensité laser devrait pallier le problème tout en conservant une température de préchauffage (qui augmente avec l'intensité) toujours inférieure à celle du Ti.

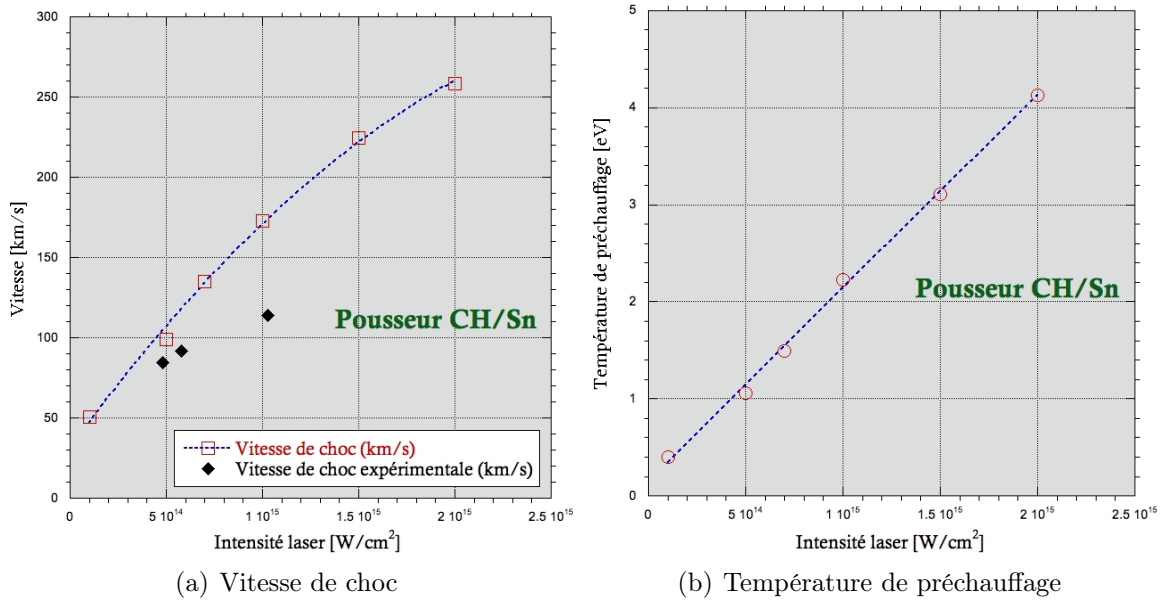


FIGURE 4.34 Evolution de la vitesse de choc 4.34(a) et de la température de préchauffage 4.34(b) en fonction de l'intensité laser dans le cas d'une cible de CH/Sn. Ces résultats sont issus de simulations 1D réalisées avec MULTI.

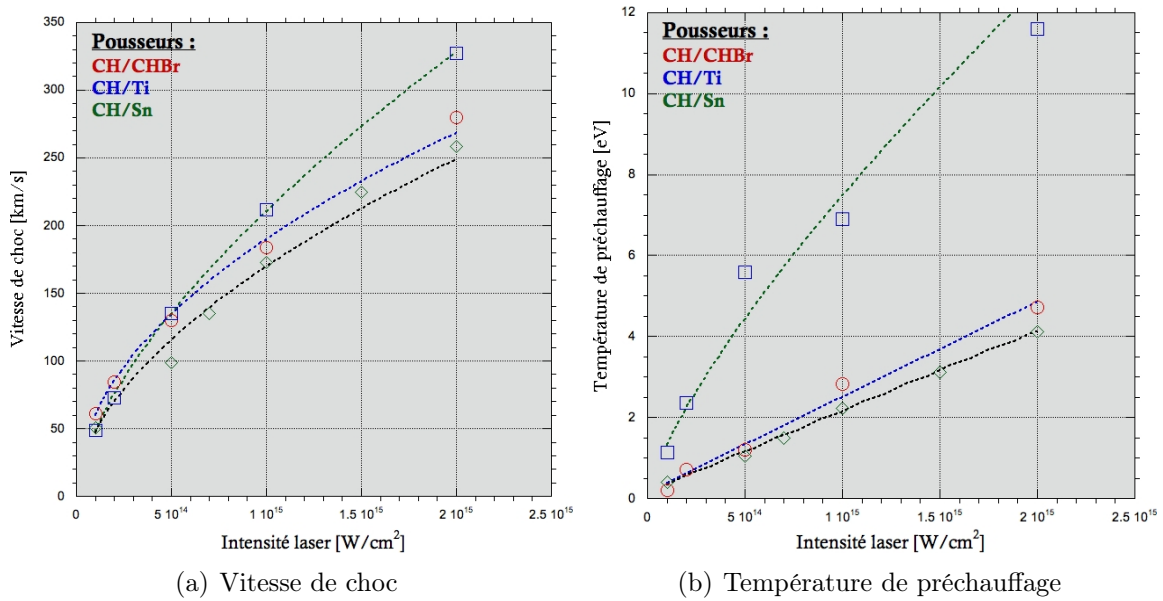


FIGURE 4.35 Comparaison de la vitesse de choc 4.35(a) et de la température de préchauffage 4.35(b) en fonction de l'intensité laser entre les trois types de cibles (CH/CHBr, CH/Ti et CH/Sn). Ces résultats sont issus de simulations 1D réalisées avec MULTI. Le milieu de propagation reste ici le xénon.

4.9.2 Pourquoi changer le milieu de propagation ?

Nous avons vu grâce à l'équation 4.25, que la vitesse limite caractérisant la frontière avec le régime *purement radiatif* est particulièrement sensible à la densité initiale du gaz ainsi

qu'à son nombre de masse. Le choix du xénon s'était donc directement imposé de part ses caractéristiques naturelles :

- Il se présente sous forme gazeuse à température ambiante (\rightarrow facilité pour modifier sa densité initiale).
- Il appartient aux gaz rares (\equiv interactions entre les particules négligeables).
- Il possède le plus important nombre de masse de gaz rares sans pour autant être radioactif à l'état naturel.

Nous avons ainsi voulu étudier l'influence du gaz sur la propagation du choc et en particulier apprécier le comportement du gaz vis-à-vis du rayonnement émis en amont du front de choc. Afin de conserver au maximum les mêmes avantages que ceux du xénon, nous avons choisi d'utiliser du krypton comme gaz alternatif au milieu de propagation. La figure 4.36 montre l'évolution du libre parcours moyen des photons selon leur groupe d'énergie pour les deux gaz considérés (Xe et Kr).

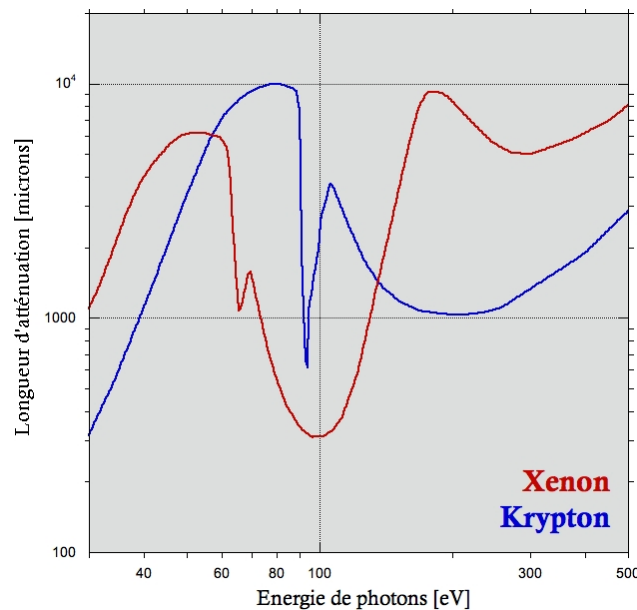


FIGURE 4.36 Comparaison du libre parcours moyen des photons selon leur énergie entre le xénon et le krypton dans les mêmes conditions initiales ($P = 50$ mbar, $T = 300$ K).

Nous supposons ici une température de préchauffage inexistante (ce qui n'est pas rigoureusement exact mais ne modifie pas trop l'estimation du libre parcours moyen) et donc que les milieux se trouvent à température ambiante. Nous observons pour le krypton un pic d'absorption (respectivement une forte diminution du libre parcours moyen) aux alentours de 80 eV - 100 eV avec un minimum à 93 eV, énergie de photon qui coïncide avec l'énergie d'ionisation des électrons de la couche M 3d de cet élément. Néanmoins, quelque que soit l'énergie de photons dans les gammes d'intérêt où le flux est le plus important [60 eV, 400 eV], le libre parcours moyen des photons est généralement plus important dans le krypton jusqu'à environ 150 eV. Sa bande d'absorption est particulièrement étroite en comparaison

avec le xénon due au fait qu'il possède moins d'électrons de valence susceptibles d'être écran-
tés de la force électromagnétique le retenant au noyau et donc "faciles" à arracher avec des
énergies de photons voisines.

Nous nous attendons donc à ce que le krypton soit majoritairement transparent au rayon-
nement émis sauf sur une très étroite bande d'énergie qui favorisera alors la formation d'un
précurseur sur une distance relative d'au moins $650 \mu\text{m}$.

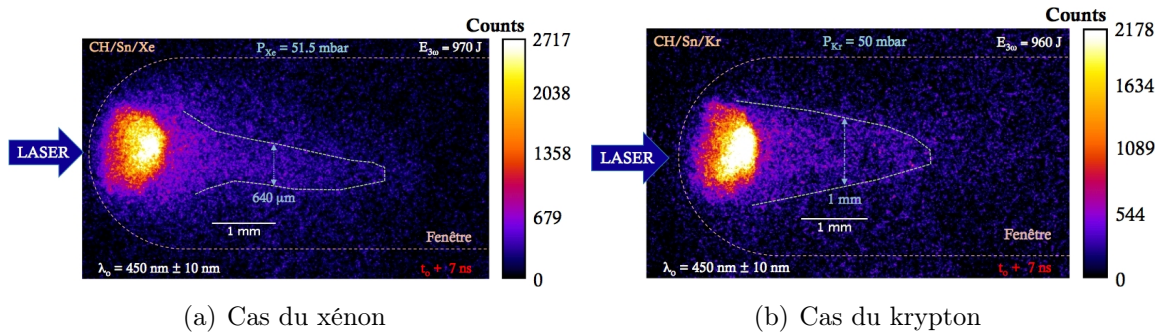


FIGURE 4.37 Emission propre instantanée observée ~ 7 ns après l'impulsion laser. La cible dans les deux cas est identique ($25 \mu\text{m}$ CH / $5 \mu\text{m}$ Sn) mais le milieu de propagation du choc diffère (Xe en fig. 4.37(a) et Kr en fig. 4.37(b)). La forme générale de l'émission en amont ainsi que sa largeur sont représentées en pointillés sur chaque figure.

La figure 4.37 présentent deux tirs expérimentaux où ~ 970 J d'énergie laser impactent sur une cible composée de $25 \mu\text{m}$ CH et $5 \mu\text{m}$ Sn. Un choc est ensuite généré et se propage dans le Xe (figure 4.37(a)) ou le Kr (figure 4.37(b)) d'égale pression initiale (50 mbar).

Les vitesses moyennes de choc, fournies par la SOP transverse (figure 4.38), semblent être relativement équivalentes entre les deux milieux (114 km/s pour le Xe et 127 km/s pour le Kr). Bien que les énergies laser soient égales (à 1 % près) supposant une intensité sur cible proche, l'absence d'images fiables de la tâche focale nous a empêché de vérifier son diamètre. Néanmoins, leurs valeurs plutôt faibles en comparaison de celles obtenues avec les simulations pour les intensités théoriques calculées semblent indiquer une tâche focale plus importante que les $300 \mu\text{m}$ initialement attendus, sans doute dû à une mauvaise superposition des 9 faisceaux utilisés pour lancer le choc.

Une simple comparaison entre les intensités et vitesses obtenues pour un tir CH/Ti/Xe entre les deux expériences (2010 et 2011) nous permet de déterminer le diamètre de la tâche focale ($\sim 491 \mu\text{m}$ au lieu des $300 \mu\text{m}$). Nous avons reporté sur la figure 4.15 (resp. figure 4.34(a)) les quelques vitesses expérimentales obtenues pour la cible CH/Ti (resp. CH/Sn) qui semblent en accord avec les simulations pour le CH/Ti mais quelque peu inférieures aux estimations prévues pour le CH/Sn.

Un point intéressant concerne l'émission en amont du front de choc que nous avons déjà observée lors de la précédente expérience avec le CH/Ti. Bien que le niveau de signal soit assez faible, nous avons tout de même estimé un contour, une morphologie pour cette émission avec les deux gaz, reporté sur la figure 4.37. L'émission semble un peu moins importante

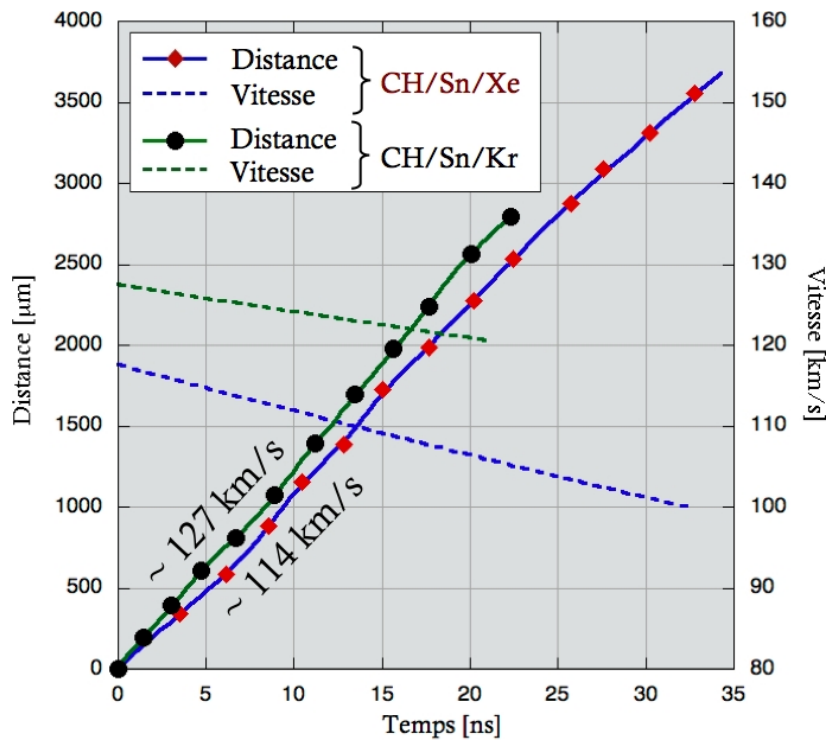


FIGURE 4.38 Evolution de la distance et de la vitesse du choc en fonction du temps dans le cas des configurations CH/Sn/Xe et CH/Sn/Kr. Une vitesse moyenne est estimée pour chaque cible pour comparaison avec les émissions instantanées.

pour le krypton que pour le xénon mais elle présente une expansion radiale autrement plus importante ($\sim 40\%$). Il faut néanmoins indiquer que la cellule utilisée dans cette nouvelle expérience était bien plus large que la précédente (3 mm au lieu de 2 mm) et pourrait expliquer une intensité lumineuse un peu plus faible mais elle ne semble pas avoir excessivement modifié le caractère collimaté de l'émission dans le Xe (hormis peut-être une augmentation du diamètre de cette émission).

Récapitulatif :

Une modification des **conditions initiales** (CH/Ti \rightarrow CH/Sn et Xe \rightarrow Kr) conduit à un comportement différent de la perturbation en amont du choc, notamment une localisation et une émission moins importantes, liées au libre parcours moyen des photons dans chacun des milieux.

4.10 Conclusion

Au cours de cette étude sur les chocs radiatifs, nous nous sommes appliqués à toujours augmenter la vitesse de choc dans le xénon de manière à pouvoir nous rapprocher le plus possible du régime purement radiatif. L'estimation des nombres sans dimension Bo et R , de plus en plus faibles, semble nous conduire vers la bonne voie. Par l'utilisation de diagnostics

visibles variés, nous avons mis en évidence un comportement jamais observé jusqu'alors dans lequel une émission peu intense (relativement au front de choc) mais assez collimatée se propage rapidement en amont du front de choc. Les simulations numériques mises à notre disposition semblent indiquer qu'elle résulte de possibles effets dûs à la fois au rayonnement émis par le front de choc mais également aux parois de la cellule de gaz. Enfin, nous avons vu qu'en changeant le bouclier ainsi que le milieu de propagation, il était possible de modifier non seulement le préchauffage mais aussi la morphologie de ce choc.

Chapitre 5

Les chocs d'accrétion dans les variables cataclysmiques magnétiques

Le chapitre précédent nous a amené à étudier la physique complexe des chocs radiatifs, phénomènes omniprésents dans l'Univers. Nous y avons abordé la structure, les différentes catégories et classes de ces chocs, reposant principalement sur les propriétés optiques et thermodynamiques du milieu considéré.

Nous nous intéresserons ici à un cas particulier de chocs radiatifs : ceux qui se produisent lors de la phase d'accrétion dans les systèmes astrophysiques d'étoiles binaires appelés *variables cataclysmiques magnétiques*. Nous regarderons comment le champ magnétique intrinsèque de la naine blanche centrale déforme son étoile compagnon conduisant à l'accrétion de sa matière en une colonne puis comment l'impact de la matière sur la photosphère résulte en un choc fort générant un important rayonnement X. Nous montrerons ensuite comment, grâce aux lois d'échelle, la réalisation d'expériences en laboratoire est pertinente et est susceptible de fournir des renseignements complémentaires aux observations astronomiques.

Nous présenterons ensuite le projet expérimental récemment mis en place (le projet POLAR) visant à reproduire expérimentalement la colonne d'accrétion d'une variable cataclysmique magnétique et à en étudier les propriétés thermodynamiques et radiatives. Le dimensionnement de l'expérience ainsi que les premiers résultats encourageants accompagneront cette étude.

5.1 Contexte astrophysique

Les variables cataclysmiques (VC) sont des systèmes binaires composés de deux étoiles en interaction gravitationnelle ; une *naine blanche* très dense (appelée *étoile primaire*) et une étoile compagnon (appelée aussi *étoile secondaire*), généralement une étoile de la séquence principale de type tardif ou une *naine rouge*, beaucoup moins massive et peu lumineuse. L'importante masse de l'étoile primaire ainsi que la proximité de ces objets soumettent l'étoile compagnon à un intense champ gravitationnel de la part de la naine blanche ; l'étoile secondaire va ainsi se déformer et prendre la forme d'une larme (figure 5.1). La matière, remplissant ce que l'on appelle le lobe de Roche, est alors accrétée et forme dans la plupart

des cas un disque d'accrétion autour de la naine blanche.

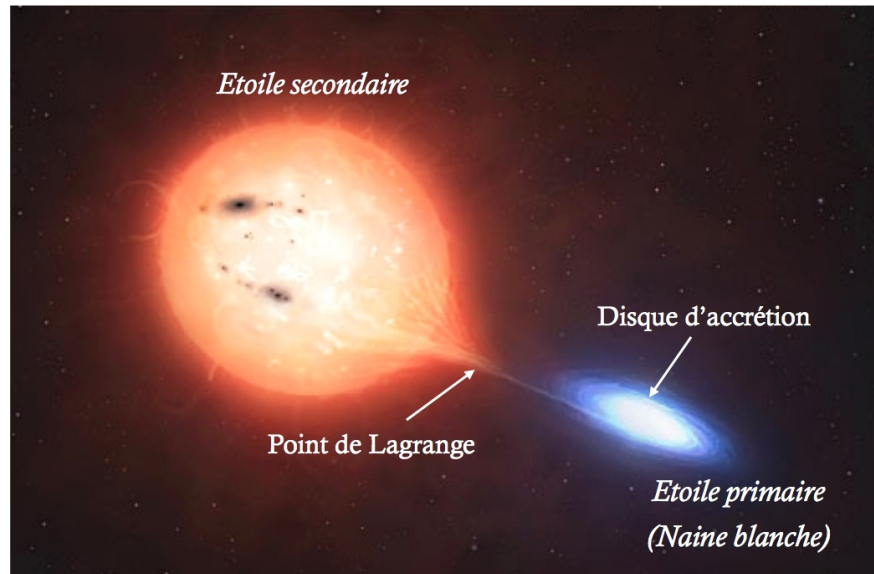


FIGURE 5.1 Représentation d'un système binaire en interaction. On observe la matière de l'étoile secondaire accrétée vers la naine blanche à travers le point de Lagrange L1 pour former un disque d'accrétion.

Crédit : Mark A. Garlick

5.1.1 Influence du champ magnétique

Certains de ces objets s'accompagnent d'un rayonnement fortement polarisé, expliqué par la présence d'un puissant champ magnétique autour de la naine blanche (figures 5.2 et 5.3). Selon l'intensité de ce champ magnétique et la distance entre les deux étoiles, le système binaire présente des morphologies singulièrement différentes. On distingue ainsi trois catégories bien distinctes

- Lorsque le champ magnétique est relativement faible ($\mathcal{B} < 1$ MG), la pression dynamique est tellement importante que le champ magnétique n'influence que très peu l'évolution du plasma. On parle alors de *variables cataclysmiques non magnétiques*. La matière accrétée se concentre dans un disque autour de la naine blanche avant de tomber sur sa surface (fig. 5.2(a)).
- Lorsque le champ magnétique est plus fort ($1 < \mathcal{B} < 10$ MG), la magnétosphère de la naine blanche occupe une portion non négligeable du disque. Sa partie interne est donc perturbée et la matière est guidée par les lignes de champs magnétiques vers les pôles de la naine blanche. On parle alors de *polaires intermédiaires* ou d'étoiles de type **DQ Herculis** (fig. 5.2(b)).
- Dans le cas d'un très fort champ magnétique ($\mathcal{B} > 10$ MG), aucun disque d'accrétion ne peut se former, le système binaire est alors synchronisé. Le plasma accrété est

directement guidé par les lignes de champ magnétique vers les pôles magnétiques de la naine blanche. On parle alors de *polaires* ou d'étoiles de type **AM Herculis** (fig. 5.2(c)).

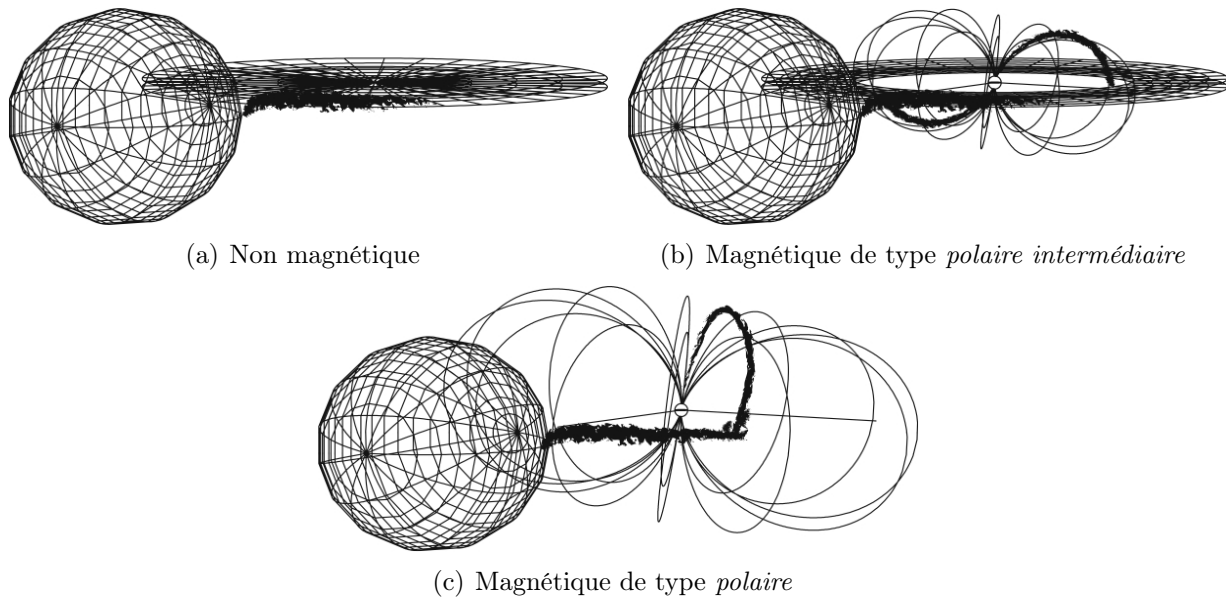


FIGURE 5.2 Représentation schématique des différents types d'accrétion dans le cadre des variables cataclysmiques non magnétiques (fig. 5.2(a)), magnétiques de type *polaires intermédiaires* (fig. 5.2(b)) et magnétiques de type *polaires* (fig. 5.2(c)). Les lignes de champ sont ajustées pour montrer l'importance du champ magnétique dans chacun des cas. Adapté de [123]

5.1.2 Intérêt des variables cataclysmiques

D'un point de vue observationnel, les variables cataclysmiques sont relativement faciles à découvrir. Elles sont habituellement caractérisées par un spectre visible centré sur le bleu, tandis que la majorité des étoiles sont comparativement peu chaudes et ont un spectre plutôt centré sur le rouge. La variabilité de ces systèmes et de leur spectre d'émission est souvent rapide et forte, induite par les explosions périodiques résultant de la fusion et de la détonation de l'hydrogène accumulé à la surface de la naine blanche. De fortes émissions UV, X ainsi que des raies d'émission particulières constituent d'autres propriétés typiques, caractéristiques des conditions élevées de températures et de densités.

L'objet de notre étude concernera ici les étoiles de type *polaires* présentant un fort champ magnétique (fig. 5.3). Cette catégorie de variables cataclysmiques magnétiques est particulièrement intéressante du fait du nombre relativement important de données collectées à ce jour. L'absence du disque d'accrétion pouvant absorber le rayonnement nous permet également d'estimer l'origine du rayonnement produit par le système dont une importante quantité est émise par la zone choquée proche de la photosphère de la naine blanche.



FIGURE 5.3 Représentation d'une variable cataclysmique magnétique de type *polaire*.

Du fait de leurs conditions thermodynamiques extrêmes, ces systèmes sont considérés comme les progéniteurs des explosions de supernovæ de type Ia et leur étude devrait donc permettre d'explorer les conditions initiales de ces explosions. Leur importante luminosité, très variable (sur des échelles de temps allant de la seconde à l'année) en fait également une classe importante de sources X et permet l'étude des processus d'accrétion dans des conditions astrophysiques extrêmes.

5.2 Modélisation

Nous nous sommes appliqués au cours de cette thèse à étudier en laboratoire le phénomène d'accrétion dans le cadre des variables cataclysmiques de type *polaires*. Puisque le champ magnétique est particulièrement fort, la formation du disque d'accrétion est empêchée ; la matière accrétée est directement canalisée par les lignes de champ qu'elle suit de manière pratiquement radiale (trajectoire balistique) avec une vitesse caractéristique de chute libre $v_{\text{free-fall}}$ (due à la gravitation) vers les pôles magnétiques de la naine blanche :

$$v_{\text{free-fall}} = \sqrt{\frac{2 G M_{\text{NB}}}{R}}$$

$$\text{Soit } v_{\text{free-fall}} [\text{km/s}] = 6.178 \times 10^2 \cdot \sqrt{\frac{M_{\text{NB}}}{M_{\odot}}} \times \sqrt{\frac{R_{\odot}}{R}} \quad (5.1)$$

où G est la constante gravitationnelle, M_{NB} la masse de la naine blanche et R la distance par rapport au centre de la naine blanche. Pour se ramener à des échelles plus connues, nous avons normalisé les paramètres par rapport à leurs homologues solaires M_{\odot} et R_{\odot} .

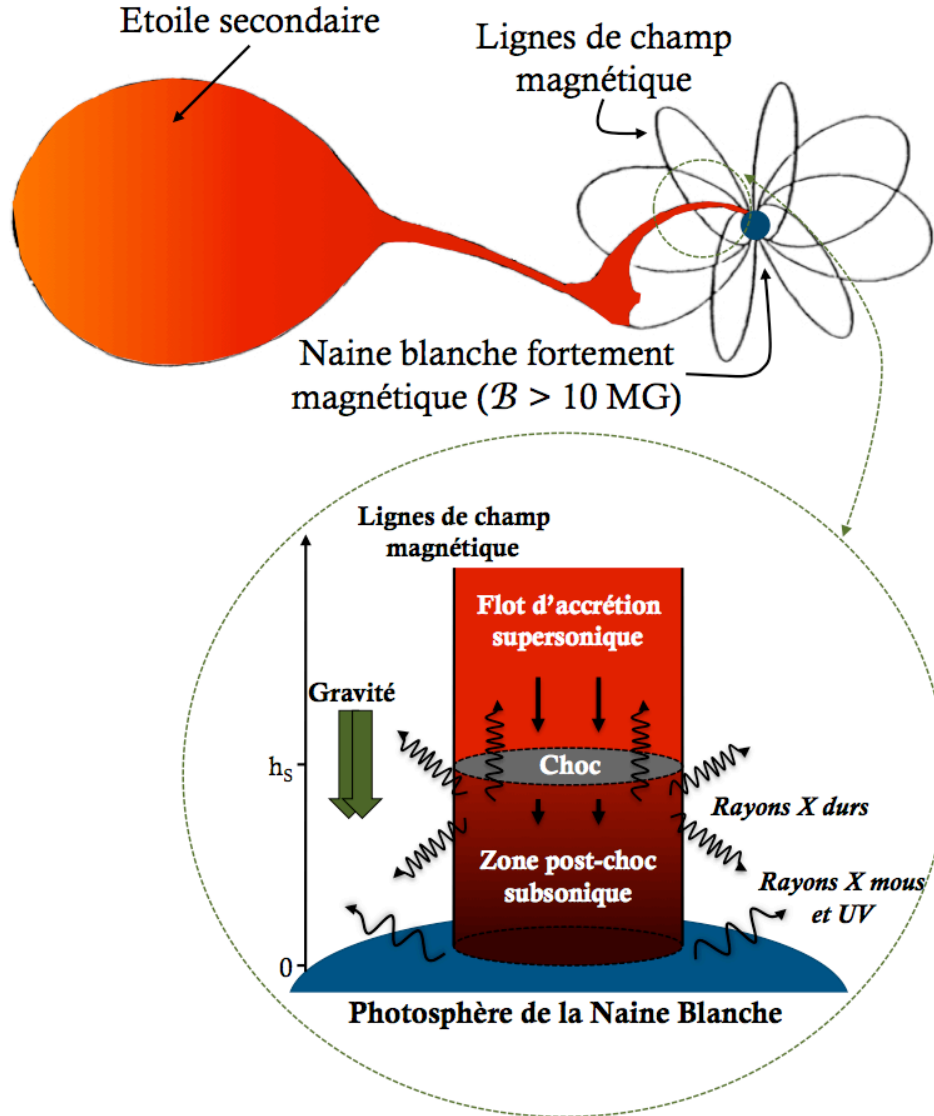


FIGURE 5.4 Représentation schématique d'une variable cataclysmique magnétique de type *polaire* adaptée de [124] (à gauche) ainsi que de la colonne d'accrétion impactant sur la photosphère de la naine blanche (à droite).

Au fur et à mesure que la matière s'approche de la naine blanche, elle gagne en vitesse et reste concentrée autour des lignes de champ magnétique. Lorsqu'elle entre en collision avec la photosphère de la naine blanche, sa vitesse chute brutalement tandis que sa densité augmente inversement du même facteur (\equiv conservation de la quantité ρv). Il se forme alors un choc qui remonte la colonne d'accrétion (figure 5.4). Cette zone post-choc, très chaude ($\sim 10^8$ K) va commencer à s'étendre et rayonner sur l'ensemble du spectre électromagnétique, des

rayons X aux infrarouges. Une grande partie de l'énergie de la zone choquée est alors perdue sous forme de rayonnement par différents processus radiatifs, essentiellement bremsstrahlung et cyclotron.

Dès sa formation dans la photosphère de la naine blanche, le choc retour traverse un état transitoire instable crucial qui commence par une accélération supportée par le gradient de densité (et donc un gradient de pression thermique) qui caractérise la zone choquée. Parallèlement à la propagation du choc, le caractère optiquement fin de la matière choquée favorise d'importantes pertes radiatives qui vont évacuer une grande partie de l'énergie induite par la forte température. Une hauteur d'équilibre h_s est alors atteinte lorsque les pertes radiatives compensent l'énergie accumulée par le choc et le font décélérer, marquant ainsi le début de la phase stationnaire du choc. En partant de l'analyse réalisée par Falize *et al.* sur la zone post-choc[125] et en supposant un refroidissement uniquement dû au bremsstrahlung, cette hauteur caractéristique a pour expression

$$h_s[\text{cm}] \approx v_s \times t_{cool} \approx 7.6 \times 10^6 \left[\frac{\dot{m}}{4 \text{ g.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}} \right]^{-1} \left(\frac{M_{\text{NB}}}{0.5 M_{\odot}} \right)^{3/2} \left(\frac{R_{\text{NB}}}{10^9 \text{ cm}} \right)^{-3/2} \quad (5.2)$$

où \dot{m} est le taux d'accrétion. Pour des grandeurs typiques associées aux systèmes de type **AM Herculis** ($M_{\text{NB}} = 0.8 M_{\odot}$, $v_{\text{free-fall}} \approx 1000 \text{ km/s}$, $R_{\text{NB}} = 7 \times 10^8 \text{ cm}$ et $\dot{m} = 4 \text{ g.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$), elle prend des valeurs de l'ordre de 100 km ce qui rend très difficile l'observation de ces régions que l'on ne peut résoudre spatialement avec les instruments de mesure actuels, compte-tenu des distances en jeu. En réalisant le même calcul mais avec les grandeurs de laboratoire ($v_s \sim 100 \text{ km/s}$ et $t_{cool} \sim 1 \text{ ns}$), cette hauteur se réduit à 100 μm qui est une valeur tout à fait observable en laboratoire. Tout l'intérêt de ces expériences réside donc dans une reproduction et une observation théoriquement possibles en laboratoire de phénomènes qui ne peuvent être observés directement dans l'Univers.

5.2.1 Hypothèses considérées

Dans la plupart des expériences d'Astrophysique de Laboratoire (sauf pour les expériences d'*invariance exacte*), reproduire fidèlement et dans les mêmes conditions thermodynamiques un phénomène astrophysique en laboratoire est très difficile. Cela est particulièrement le cas dans les situations d'accrétion où la matière est initialement mise en mouvement par l'effet gravitationnel exercé par la naine blanche puis collimatée par des champs magnétiques intenses.

• Champ gravitationnel

Bien que la vitesse du plasma soit directement liée au champ gravitationnel de la naine blanche, l'énergie cinétique du plasma reste cependant plus importante que l'énergie gravitationnelle et nous permet donc de **négliger le champ gravitationnel** en le faisant intervenir de manière indirecte dans les équations à travers la mise en mouvement des particules.

$$v_{ff}^2 \gg g_{\text{NB}} h_s \quad (5.3)$$

• Champ magnétique

Outre un champ gravitationnel puissant qui met en vitesse les particules fluides, la naine blanche des VCM de type *polaires* est accompagnée d'un champ magnétique intense qui empêche la formation du disque d'accrétion et guide la trajectoire de la matière accrétée. On devrait donc en toute rigueur inclure ce champ dans les équations.

L'influence du champ peut se ressentir en observant l'importance des différents processus de pertes radiatives. Le refroidissement par bremsstrahlung est typiquement caractérisé par $\Lambda^{\text{brem}} \propto \rho^2 T^{1/2}$ [126] tandis que celui associé au rayonnement cyclotron est de la forme $\Lambda_{\text{opt. fin}}^{\text{cycl}} \propto \rho^{0.15} T^{2.5}$ [127] ou $\Lambda_{\text{opt. épais}}^{\text{cycl}} \propto \rho^{0.15} T^{2.5} x^{-0.85}$ (avec x l'épaisseur de la couche de refroidissement) [128]. Lorsque le champ magnétique de la naine blanche \mathbf{B} et le taux d'accrétion par unité de surface varient, l'efficacité des processus radiatifs est directement affectée et modifie la hauteur d'équilibre. D'après Cropper [124], l'importance des différents processus radiatifs selon ces paramètres peut être représentée par la figure 5.5. La ligne continue marque la frontière entre un rayonnement dominé respectivement par les effets bremsstrahlung et cyclotron.

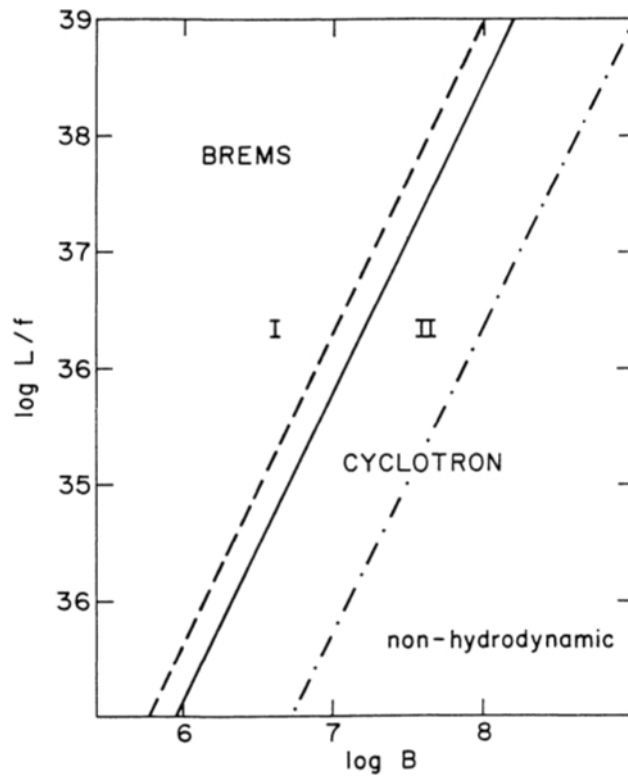


FIGURE 5.5 Luminosité des deux principaux processus radiatifs (bremsstrahlung et cyclotron) en fonction du champ magnétique [124].

Dans la zone I, les ions et les électrons sont à l'équilibre et peuvent être traités comme un seul fluide. Entre les lignes en pointillés (zone II), les électrons sont refroidis beaucoup plus rapidement que les ions et un traitement à deux températures s'impose. Enfin, dans la dernière zone (en bas à droite), l'effet cyclotron est tellement intense que la distribution des

vitesses des ions devient non-Maxwellienne. La structure du choc s'effondre et le traitement hydrodynamique n'est plus valable. Dans notre cas, nous nous attarderons uniquement sur les *polaires* de champ magnétique $\lesssim 50$ MG, nous situant donc dans un régime de rayonnement largement dominé par le bremsstrahlung. Malgré son influence locale sur les particules, nous considérerons ici **uniquement l'effet collimateur du champ magnétique**.

• Structure du choc

Puisque le milieu non choqué est caractérisé par un gradient de densité relativement faible, que le rayon de courbure du choc et la hauteur d'équilibre h_s sont petits par rapport au rayon de la naine blanche ($h_s \ll R_{\text{NB}}$), il est possible d'approximer le système comme ayant une **structure plane**. Si l'on considère l'axe z comme axe de propagation du choc, on néglige alors les variations dans les deux autres directions, ce qui peut s'exprimer par des dérivées partielles $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$.

Nous considérerons également le choc comme étant **collisionnel**. Si l'on reprend l'expression 1.42 introduite dans le chapitre 1, cela sous-entend que le libre parcours moyen collisionnel des particules \bar{l}_c est négligeable par rapport à la longueur caractéristique du système L (soit $\bar{l}_c \ll L$).

• Régime de température

Nous admettrons enfin dans toute l'étude expérimentale que la matière post-choc est ici caractérisée par une seule température et donc que le temps de collision t_{ei} qui caractérise l'échange d'énergie entre les ions et les électrons est négligeable devant le temps de refroidissement moyen du milieu t_{cool} . Cette approximation n'est pas valable partout, en particulier directement derrière le front de choc qui est le siège d'importantes pertes radiatives. Les diagnostics implantés ne permettent cependant pas ici de mesurer la température ionique et donc de vérifier cette affirmation (qui nécessiterait l'introduction de diagnostics comme la diffusion Thomson). Nous présenterons en annexe A l'influence que peut avoir un déséquilibre des températures sur la structure du milieu.

5.3 Génération de la colonne d'accrétion

Grâce aux études théoriques qui furent réalisées sur les flots hydrodynamiques radiatifs (cf. annexe A, [129], [130], etc.), il fut démontré qu'il existait des lois d'échelle exactes permettant de décrire les différents régimes de la colonne d'accrétion ainsi que les différentes zones situées de part et d'autre du front de choc. Plus particulièrement, la matière choquée localisée directement derrière le front de choc, caractérisée par des températures ionique et électronique différentes est le siège d'importantes pertes radiatives par Bremsstrahlung et est à l'origine d'une grande part des émissions perçues en provenance de ces objets.

Dans cette étude, les flots d'accrétion sont relativement denses ($\dot{m} \gtrsim 1 \text{ g.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$) et le champ magnétique relativement faible¹ ($B \lesssim 50$ MG). Son influence peut ainsi se résumer à un simple effet collimateur du flot. Il est donc théoriquement possible dans ce cas de

1. Cette estimation est à comparer avec les valeurs de champ magnétique que peuvent atteindre certaines des variables cataclysmiques les plus magnétiques (de 10 à 230 MG).

reproduire en laboratoire la colonne d'accrétion et d'étudier son interaction avec la "naine blanche" à des échelles de temps et d'espace observables.

Le problème fondamental qui se pose est de générer une colonne d'accrétion dont les conditions thermodynamiques expérimentales sont représentatives de la situation astrophysique étudiée. Nous avons choisi dans un premier temps d'utiliser la configuration présentée dans la figure 5.6.

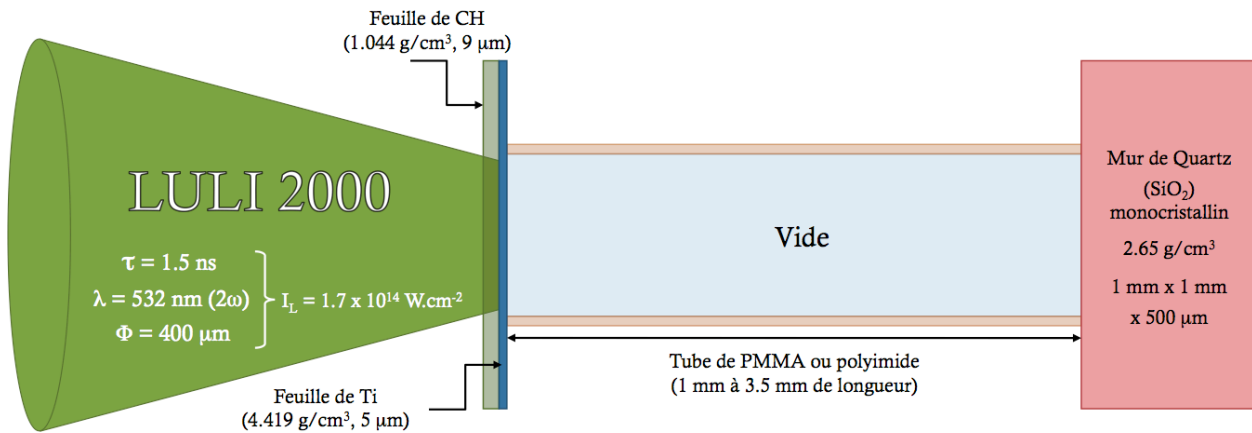


FIGURE 5.6 Première configuration de cible utilisée lors de la campagne expérimentale de 2009 sur l'installation LULI2000.

Dans ce schéma, un choc fort est généré lors de l'irradiation d'un bicouche composé de 9 μm de CH et de 5 μm de Ti. Comme pour les expériences sur les chocs radiatifs, la couche de titane a pour rôle de limiter le préchauffage induit par les rayons X de la couronne. Le plasma généré en face arrière du poussoir est supersonique ($\mathcal{M} \sim 10$) et se propage dans un tube de plastique (PMMA) de diamètre intérieur égal à 400 μm (\equiv FWHM de la tâche focale) et de longueur ajustable. Ce tube permet de restreindre l'expansion latérale du flot et simule les effets collimateurs du champ magnétique. Enfin, après quelques temps (\sim dizaines de ns), le flot entre en collision avec un mur de quartz, jouant le rôle de la photosphère de la naine blanche. Bien que le quartz ne soit pas un matériau particulièrement dense en comparaison du fer ou de l'or par exemple, il a la propriété d'être transparent même fortement comprimé et permet donc l'utilisation en face arrière de diagnostics visibles comme la SOP ou le VISAR.

5.3.1 Configuration expérimentale

La configuration expérimentale (fig. 5.7) utilisée lors de cette expérience est très similaire à celle adoptée lors de l'étude des chocs radiatifs et des jets astrophysiques sur l'installation LULI2000.

Comme sur les expériences décrites dans les chapitres précédents, de nombreux diagnostics ont été implantés dans ce que l'on peut appeler la *plate-forme astrophysique*. D'une part, l'utilisation d'une fenêtre de quartz transparente aux gammes de longueurs d'onde visibles permet l'usage d'un diagnostic de SOP en face arrière de la cible. La mesure de l'émission

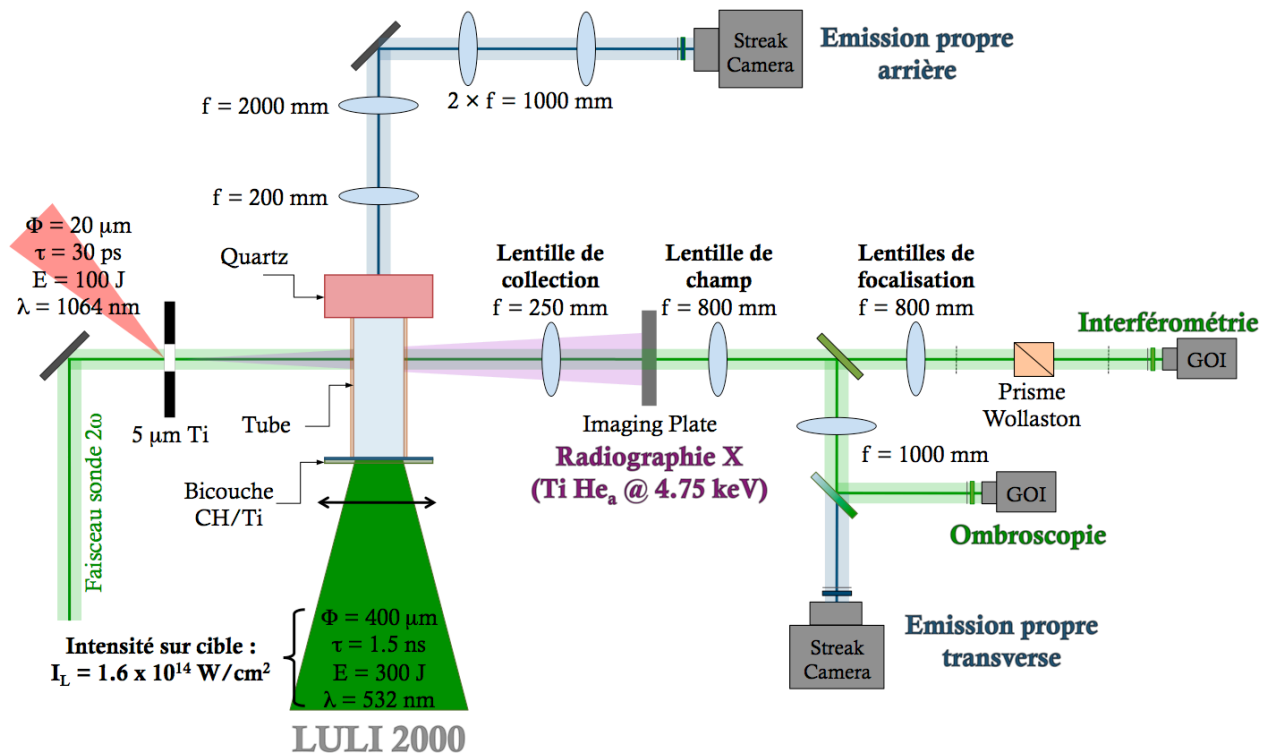


FIGURE 5.7 Configuration expérimentale mise en place sur l'installation LULI2000.

propre du plasma nous permettra de déduire l'instant de collision du plasma avec le mur de quartz et d'observer la propagation du choc transmis dans le SiO_2 . D'autre part, perpendiculairement à la direction de propagation du plasma, nous avons mis en place deux autres diagnostics d'émission propre, l'un résolu en temps et en espace (SOP) nous permettant, en plus de la température du plasma, de mesurer la vitesse du flot de plasma et l'instant de collision; l'autre intégré sur un temps très bref ($\sim 200 \text{ ps}$) et résolu en espace (2D) nous permettra de réaliser un instantané à différents temps et de caractériser la morphologie des chocs (retour et/ou transmis). Un faisceau sonde visible de faible énergie (532 nm, 100 mJ et 8ns) introduit transversalement à la direction de propagation du plasma conduit à l'utilisation de diagnostics d'ombroscopie et d'interférométrie. Hormis leur usage premier comme diagnostic de la morphologie et de mesure de la densité électronique, nous les utiliserons pour observer le comportement du plasma et contrôler la tenue du tube au fil du temps. Une introduction complémentaire d'un diagnostic de radiographie X nous permettra, si le contraste est suffisant et si le tube reste transparent au rayonnement sonde, de résoudre le front de choc ainsi que les éventuelles structures de la zone choquée. Grâce à ces nombreux diagnostics, nous pourrions vérifier, par recoupement des résultats, leur cohérence et ainsi obtenir une caractérisation satisfaisante du plasma d'accrétion.

5.3.2 Transmission du tube

Avant même de pouvoir confectionner la cible et par conséquent de pouvoir analyser les données recueillies, il est nécessaire de connaître la transmission du tube dans les gammes de

longueurs d'ondes observées. Dans notre cas, nous avons principalement utilisé du PMMA², car il est relativement bien transparent au visible et très résistant. Ses qualités sont nombreuses (durabilité, résistance à la chaleur, grande rigidité, légèreté, etc.) auxquelles on associe une facilité de production ainsi qu'un coût très avantageux qui en font un élément de choix.

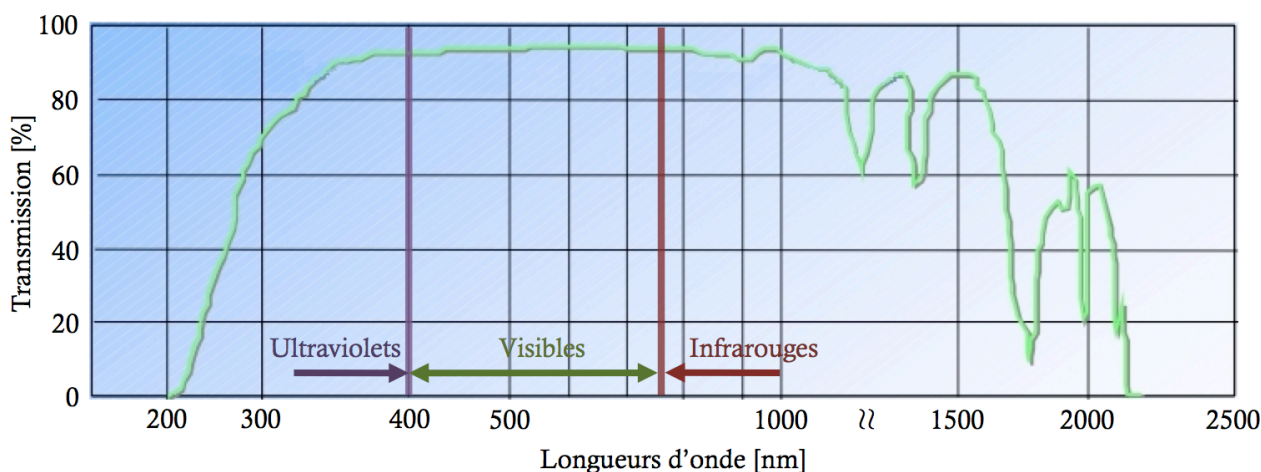


FIGURE 5.8 Transmission du PMMA selon la longueur d'onde du rayonnement incident.
Crédit : LG

Nous présentons, sur la figure 5.8, la transmission du PMMA réalisée par LG dans le cadre d'une étude sur les résines. Nous pouvons remarquer que le PMMA possède une excellente transmission de la lumière visible (jusqu'à $\sim 95\%$) ce qui le rend comparable au verre. C'est également le seul polymère qui soit d'une transparence exceptionnelle aux ultraviolets. L'introduction du faisceau visible annexe pour sonder le plasma en expansion ne devrait donc en théorie n'être que peu arrêté par les parois du tube. Néanmoins, ces mesures se sont faites à température ambiante, le PMMA dans ce cas présent n'étant pas en contact avec un plasma chaud et dense. Or, au cours de nos expériences, les parois du tube sont relativement fines ($\sim 40\ \mu\text{m}$) et le tube est traversé par un plasma au minimum de quelques eV. Selon le temps caractéristique de notre expérience directement lié au temps de collision et donc à la longueur du tube, celui-ci reste en contact avec un plasma chaud ($\sim 10 - 20\ \text{eV}$) pendant plusieurs dizaines de ns ce qui risque très probablement de changer son état et donc de faire chuter sa transmission. L'estimation de la température effective du plasma par mesure de l'émission propre transverse risque donc d'être imprécise et nous devons alors faire face à deux cas de figure possibles : soit nous ne pourrions distinguer l'émission due au tube (s'il est suffisamment chauffé) de celle provenant du plasma en expansion, soit la transmission même du tube sera modifiée de telle sorte que la mesure ne pourra être considérée comme fiable *a priori* sans une comparaison avec des diagnostics complémentaires ou avec un code numérique annexe.

2. PMMA de l'anglais **P**oly**M**ethyl **M**ethacryl**A**te signifiant *polyméthacrylate de méthyle* en français. Il s'agit d'un thermoplastique transparent, plus connu sous le nom commercial de *Plexiglas*, dont le monomère est $\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$.

L'introduction de la radiographie X comme diagnostic de densité est un atout important dans une optique visant à caractériser finement le flot de plasma et le choc d'accrétion. Nous avons choisi, à l'instar des autres expériences (chocs radiatifs et jets) d'utiliser la raie He_α du Ti comme source X. Contrairement au rayonnement visible auquel le PMMA reste quasi-totalement transparent, les rayons X risquent d'être quelque peu absorbés par le plastique dont il convient d'estimer la transmission.

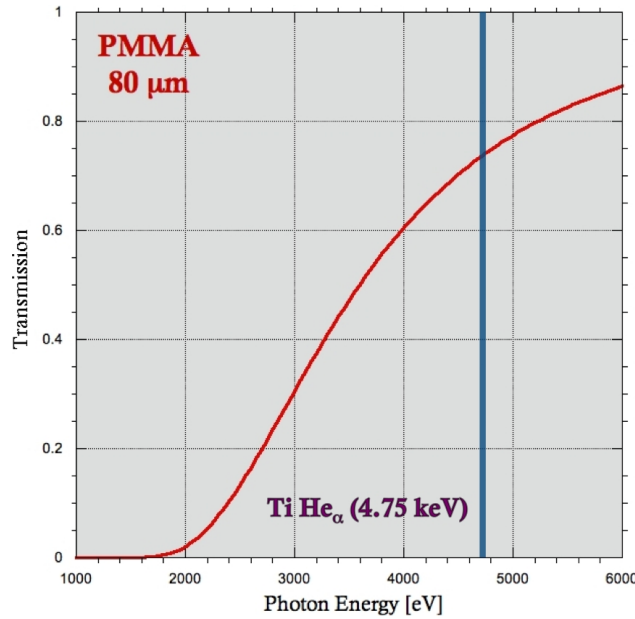


FIGURE 5.9 Transmission du PMMA dans le domaine des rayons X d'intérêt pour une épaisseur de 80 µm (soit $2 \times$ épaisseur d'une paroi).

Crédit : CXRO

La figure 5.9 montre la transmission de 80 µm de PMMA (soit l'épaisseur cumulée des deux parois du tube) aux rayons X d'énergie comprise entre 1 et 6 keV. L'énergie relative à la raie He_α du Ti (4.75 keV) correspond ici à une transmission du PMMA de 74 % ce qui est plus que convenable compte-tenu des ordres de grandeur en jeu. Cette transmission est, comme dans le cas du visible, sujette à modifications eut égard à la température du plasma, ce qui peut entraîner des erreurs dans l'estimation de la densité. Néanmoins, si l'on suppose un temps d'observation suffisamment court (< 100 ps) pour que l'augmentation de température du tube (par conduction thermique avec le plasma d'accrétion très chaud) au niveau du front de choc ne soit pas significative, nous pouvons admettre que sa transmission diffère peu de la transmission initiale et donc que tout changement observé résulte du flot de plasma. L'estimation de la température par la mesure de l'émission propre sera donc incertaine mais fournira des renseignements sur une température approximative du flot ainsi que sur la morphologie du choc. Une comparaison avec des simulations devrait permettre de résoudre quelques interrogations à ce sujet.

5.3.3 Morphologie de la colonne d'accrétion et de la zone d'interaction

Reproduire une colonne d'accrétion en laboratoire n'est pas chose aisée. L'effet de la gravitation y est négligeable et les champs magnétiques que l'on peut actuellement y créer (\equiv quelques 10 T = quelques 0.1 MG) ne sont pas assez importants pour fournir une collimation ou un confinement efficace du plasma semblable à leurs homologues astrophysiques. Or, ils sont prépondérants en astrophysique. De nombreuses approximations furent nécessaires (cf. section 5.2.1) et nous nous sommes donc limités à une zone particulière du phénomène. L'effet collimateur du champ magnétique est ainsi représenté par le tube de plastique tandis que la mise en vitesse de la matière par la gravité de la naine blanche est réalisée à l'aide d'un laser de puissance. Même si l'on peut distinguer et caractériser, avec une relativement bonne précision, les premiers instants de propagation du flot de plasma, identifier l'ensemble des processus après l'instant de collision sur le mur de quartz devient délicat étant données les densités et températures des zones pré- et post-choc attendues. Un bon nombre de diagnostics visibles (ombroscopie et interférométrie entre autres) deviennent vite inefficaces dans l'obtention de données sur le choc, passé l'instant de collision et on ne peut alors utiliser que les diagnostics d'émission propre. Le rayonnement transverse recueilli fournit certes des renseignements sur le plasma mais ne nous informe pas *a priori* sur la nature exacte de l'émetteur (tube ou plasma d'accrétion?). Les simulations numériques, menées en parallèle des expériences, sont alors un atout précieux dans la compréhension des différentes phases, pourvu qu'elles reproduisent les vitesses et températures observées en laboratoire.

Nous avons donc dans un premier temps réalisé une première campagne expérimentale en utilisant les cibles CH [9 μm] / Ti [5 μm] \rightarrow Vide [1 mm] \rightarrow Quartz [500 μm]. Le laser irradie la couche de CH avec une impulsion carrée de durée égale à 1.5 ns, de longueur d'onde égale à 532 nm (2ω) et d'énergie ~ 300 J. La tâche focale, lissée grâce à l'utilisation de lames de phase HPP, est caractérisée par une largeur à mi-hauteur ~ 400 μm conduisant à une intensité crête de l'ordre de 1.7×10^{14} W/cm².

La figure 5.10 présente l'émission propre transverse de la cible 5 ns après l'impulsion laser, résolue en temps et en espace, observée par une caméra à balayage de fente devant laquelle nous avons placé un filtre interférentiel bleu ($\lambda = 450 \text{ nm} \pm 10 \text{ nm}$). Bien qu'une grande incertitude persiste quant à l'émission effective du plasma (que l'on distingue d'une éventuelle contribution de la part du tube), une température équivalente du corps noir caractéristique du plasma a pu être déterminée. Elle repose sur la calibration, selon la méthode présentée dans le chapitre 2, des systèmes optiques couplés aux caméras à balayage de fente, respectivement associées aux directions transverse et arrière. Par souci de synthèse, nous ne rappellerons pas cette méthode et présenterons, en parallèle du nombre de coups effectivement mesurés par le détecteur, la température équivalente de corps noir.

Plusieurs profils associés à la figure 5.10 ont également été réalisés à différents instants et sont présentés dans la figure 5.11. Pour plus de clarté, la majorité des points ont été omis et nous avons choisi de tracer une moyenne pondérée de chaque signal qui prend en compte toutes les plus importantes fluctuations de l'émission sur ~ 100 ps. Nous avons assimilé conventionnellement l'origine spatiale à la position initiale de la face arrière du poussoir.

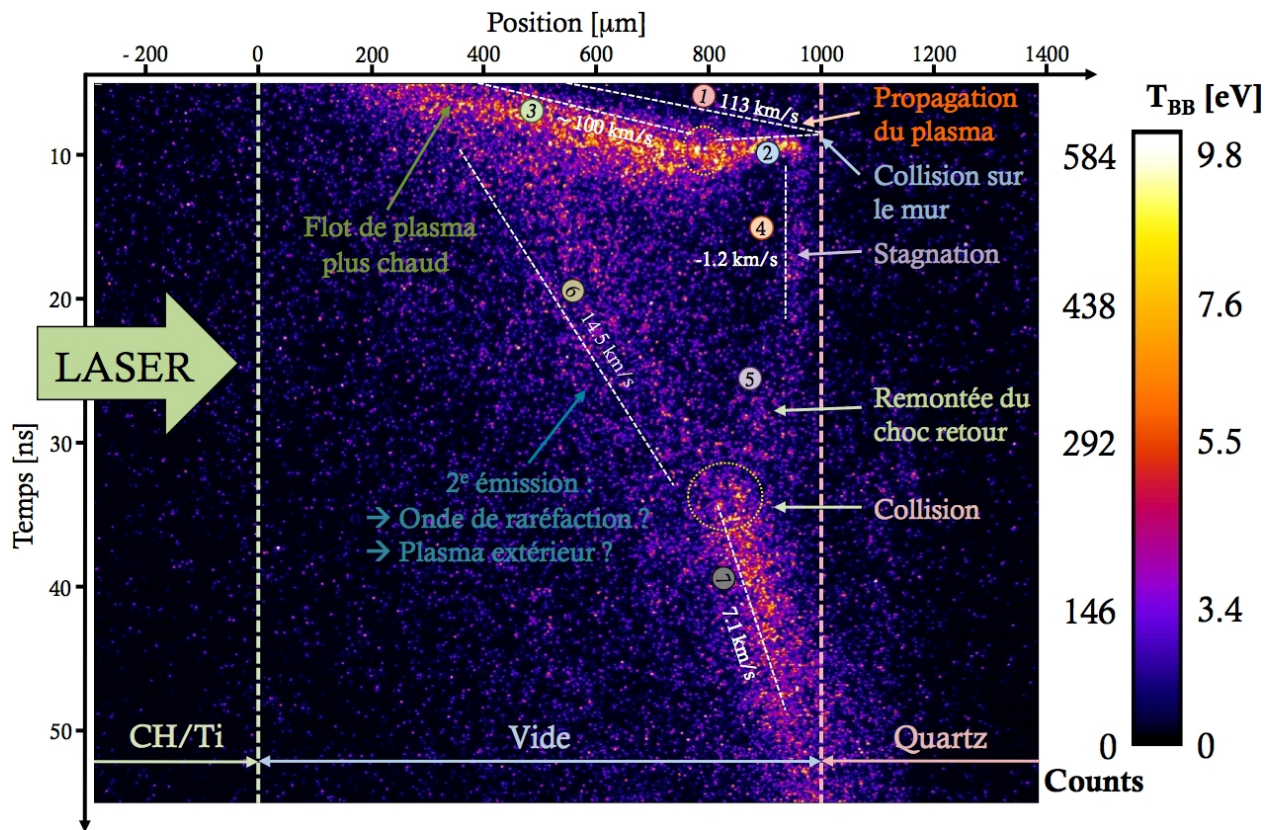


FIGURE 5.10 Emission propre résolue en temps et en espace d'un tir CH/Ti → Vide (1 mm) → Quartz. L'observation commence 5 ns après l'impulsion laser. L'origine des temps est choisie comme étant l'impulsion laser tandis que l'origine de l'espace est considérée comme étant la face arrière du bicouche CH/Ti qui coïncide avec le début du tube.

Ces images et courbes sont très représentatives des différents processus mis en jeu et nous donnent un premier aperçu de la morphologie de la colonne d'accrétion ainsi que de la zone d'interaction. Elles permettent de distinguer cinq à sept processus (selon les cas) se produisant devant le mur de quartz :

1. Propagation d'un flot de plasma Peu de temps après l'impulsion laser (\sim quelques centaines de ps), se crée en face arrière du poussoir (CH/Ti) un **flot de plasma** peu dense qui se propage par la suite dans le vide. Du fait de sa densité et/ou sa température relativement basses, aucune émission n'est perceptible par le diagnostic. Parallèlement à la propagation de ce plasma, les rayons X de la couronne qui n'ont pu être arrêtés par le bouclier de titane, sont absorbés par le mur de quartz initialement à température ambiante. Il va alors se détendre légèrement dans le tube en direction du flot de plasma, conduisant à la formation d'un gradient de densité en amont du mur, peu rapide et peu chaud (du fait de l'absence d'émission) qui va rencontrer la matière "accrétée". La rencontre de ces deux plasmas, notée **1^{ère} collision** dans la figure 5.11(b), va provoquer un sursaut d'émission, signe d'une zone plus dense et plus chaude (~ 7 eV). Une estimation de l'instant d'impact (~ 9 ns) nous

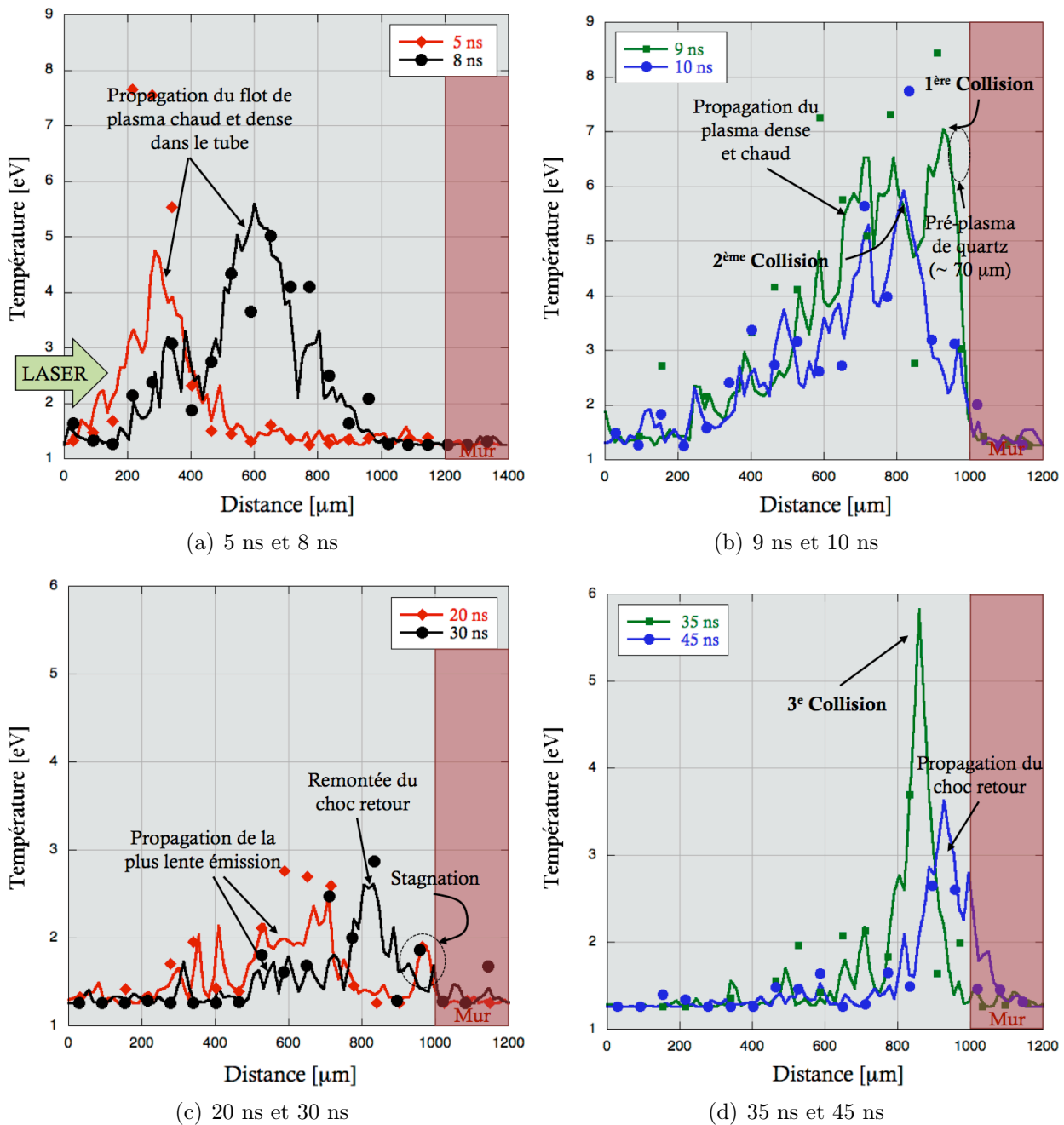


FIGURE 5.11 Profils longitudinaux de l'émission transverse réalisés à différents temps et associés à la figure 5.10. L'origine des temps coïncide avec l'instant d'impact du laser sur la cible. Les échelles de températures ont été ajustées pour rendre compte des détails de chaque profil.

permet de déduire la vitesse du flot qui avoisine ainsi les 115 km/s ainsi que l'épaisseur du pré-plasma de quartz qui mesure alors $\sim 70 \mu\text{m}$ (figure 5.11(b)).

2. Remontée d'un premier choc retour Une fois que le premier flot de plasma est entré en collision avec le pré-plasma de quartz, un choc retour se forme immédiatement et remonte rapidement vers la cible. L'émission reste suffisamment constante sur toute sa propagation avec une température $\sim 7 - 8$ eV justifiant un plasma optiquement fin. Par conservation de l'impulsion, la collision entraîne la formation d'un choc transmis qui commence à se propager dans le mur de quartz. Cependant, aucune observation distincte de ce choc n'a pu être réalisée ce qui nous conduit à supposer qu'il est peu rapide et pas assez chaud pour être détecté par le diagnostic, même pour les temps les plus longs. La vitesse du choc retour, particulièrement proche de la vitesse du flot incident, nous permet de déduire que la majorité de l'impulsion a été ici transmise au choc retour.

3. Poursuite de la propagation du flot de plasma Bien que les premières couches de plasma de titane aient déjà atteint le mur conduisant à la création d'un choc retour (et choc transmis), le plasma produit en face arrière du bicouche CH/Ti se propage toujours et de la matière continue d'être accrétée. Le tube de diamètre $\sim 400 \mu\text{m}$ joue le rôle de guide et limite l'expansion latérale du plasma qui prend donc la forme d'une colonne. La première propagation de plasma (peu dense et peu chaude) n'a pas conduit à une émission observable. Elle est néanmoins suivie par un volume plus important de la colonne (*bulk* en anglais), plus dense et plus chaud ($\sim 5 - 6$ eV) qui forme le bandeau émission $100 - 200 \mu\text{m}$ observé sur les figures 5.10, 5.11(a) et 5.11(b). Ce plasma se propage initialement à une vitesse quelque peu plus faible (~ 100 km/s) et va rencontrer le choc retour nouvellement créé. Ils rentrent à leur tour en collision (**2^{ème} collision** sur la figure 5.11(b)) à environ $850 \mu\text{m}$ et ~ 10 ns après le début de l'impulsion laser. Elle ne produit pas l'augmentation brutale de température à laquelle on aurait pu s'attendre puisque l'émission reste quasiment identique. Un tel comportement peut être le signe d'un amortissement important du choc lors de sa rencontre avec la matière précédemment choquée.

4. Collision et stagnation Une fois la majeure partie du flot de plasma rapide et chaud est entré en collision avec le choc retour, l'émission chute brusquement sans pour autant disparaître complètement. L'impulsion transportée par cette matière dense comprime fortement la matière choquée sur une épaisseur $\sim 100 - 200 \mu\text{m}$ près du mur du quartz et l'empêche de remonter le tube (figure 5.11(c)). Le choc est alors contraint de stagner ($v \sim 1.2$ km/s) pendant 5 à 10 ns selon les cas. La matière qui voit sa densité fortement augmenter change de propriétés thermodynamiques et devient optiquement épaisse à son rayonnement, justifiant la forte baisse d'émission observée et la température équivalente de corps noir ~ 2 eV à 20 ns.

5. Remontée du deuxième choc retour Lorsque la majorité du flot de plasma a atteint le mur et que la pression dynamique générée par ce flot ne parvient plus à compenser la pression induite par l'accumulation de matière choquée dense et chaude, le choc retour commence à remonter vers la cible en accélérant dans un plasma de densité plus faible [131] composé principalement de plastique (figure 5.11(c)). Sa température est relativement modeste (~ 2.5 eV) tout comme sa vitesse (< 10 km/s).

Selon les tirs, deux autres phénomènes purent être observés, impliquant la présence de flots de plasma beaucoup plus lents.

6. Propagation d'un deuxième flot de plasma Peu de temps après le passage du flot de plasma rapide et émissif (*i.e.* le bulk), une deuxième émission, beaucoup moins rapide ($v \sim 14.5$ km/s) et peu émissive (~ 2.2 eV), est observée (figure 5.11(c)). Bien que l'on ne puisse pas affirmer avec certitude l'origine d'une telle émission, les hypothèses envisagées concernent soit une possible propagation du choc réfléchi (onde de raréfaction) créé lors du passage du premier choc à travers l'**interface CH/Ti** soit vers une possible émission plus lente en dehors du tube due aux ailes de la tâche focale, moins intenses.

7. Collision entre le choc retour et le flot lent Environ 35 ns après l'impulsion laser, le choc retour continue à se propager vers la cible. Aucune décélération notable n'est observée, ce qui peut être le signe de faibles pertes radiatives. On observe au contraire une légère accélération du choc due à sa propagation dans un gradient de densité plus faible. Une **3^{ème} collision** inattendue est néanmoins observée entre le choc retour et la deuxième émission observée dans le point **.6.** ce qui semble favoriser une origine intérieure au tube et liée au poussoir (figure 5.11(d)). Cependant, le comportement du tube (sect. 5.3.4) ainsi que la possible présence d'un plasma produit par les ailes de la tâche focale en dehors du tube complique l'interprétation de ces émissions moins rapides. Cela est d'autant plus vrai que la deuxième émission n'est pas observée sur tous les tirs et que, dans certains cas, elle "rencontre" le choc retour sans provoquer ni brusque augmentation de luminosité (signe d'une augmentation de densité/température et donc de choc) ni changement de vitesse. Ce dernier comportement ne se prête donc pas à une conclusion fiable et définitive.

Suite aux interrogations à propos des processus en jeu après l'instant de collision, l'utilisation simultanée de diagnostics d'émission propre transverse et en face arrière de la cible devrait nous permettre non seulement de corroborer les données quantitatives (températures et instants de collision) et morphologiques caractéristiques du phénomène mais également de lever quelques doutes sur les origines des émissions transverses.

La figure 5.12 présente ainsi l'émission propre et la température de corps noir équivalente relatives à la figure 5.10 mais observées cette fois-ci en face arrière de la cible. Nous observons bien durant les 10 - 12 premières ns, une émission relativement bien collimatée et confinée dans le tube de PMMA. L'émission perçue sur les bords de ce tube (~ 50 μ m de part et d'autre du tube), bien que peu importante en comparaison de celle qui caractérise le flot, nous laisse présager une faible température et donc un possible changement d'état du tube pouvant influencer les mesures d'émission.

La première collision du flot de plasma en expansion dans le tube avec le pré-plasma de quartz conduit à une brusque augmentation de luminosité perçue autour de 10 ns. On observe ensuite, peu après cette collision, une extinction brutale de l'émission suggérant l'établissement d'un choc relativement fort rendant le milieu optiquement épais. Cette disparition de l'émission dure environ 7 ns ce qui correspond à l'instant de "stagnation" près du mur de quartz discuté précédemment. Passées les 20 premières ns, l'émission réapparaît sur une distance transversale beaucoup plus importante que la largeur du quartz (délimitée

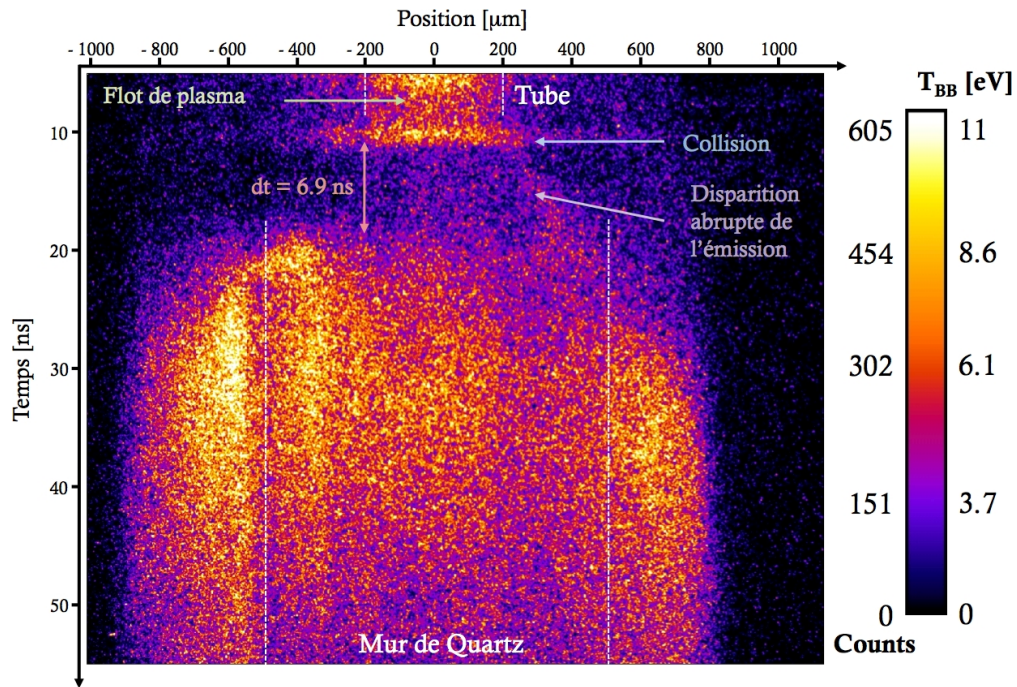


FIGURE 5.12 Emission propre résolue en temps et en espace d'un tir CH/Ti \rightarrow Vide (1 mm) \rightarrow Quartz. L'observation est faite en face arrière de la cible, à travers le mur de quartz. Les fines lignes pointillées blanches représentent les limites respectives du tube (diamètre intérieur ~ 400) et du mur de quartz (largeur ~ 1 mm).

par les lignes pointillées externes) ce qui laisse supposer un débordement latéral du flot de plasma. Etant donné l'instant d'observation de cette émission, il est peu probable que ce soit l'émission d'un plasma provenant du poussoir se propageant à l'extérieur du tube car elle supposerait une vitesse de l'ordre de 50 km/s soit environ la moitié de la vitesse du flot de plasma, ce qui n'est pas possible selon les simulations. L'hypothèse la plus probable est que, sous l'effet de la pression grandissante devant le mur de quartz, le tube se désolidarise du mur entraînant l'écoulement du plasma sur les bords.

D'une manière générale, on retiendra que les températures maximales du flot d'accrétion observées sur les figures 5.10 et 5.12 se situent autour de 9 eV dans la direction transverse et de 9.5 eV pour la face arrière de la cible³. La bonne cohérence des calculs, compte-tenu de l'erreur généralement associée à ce diagnostic, nous conforte dans l'idée d'une température de plasma accrété $\sim 9 - 10$ eV (± 2 eV) et d'une origine de l'émission propre transverse due uniquement au flot de plasma.

La mesure transverse de la température du flot de plasma réduit l'incertitude apportée par la possible présence d'un gradient de densité trop important en face arrière⁴ tandis que la

4. Problème que l'on voit souvent lors de l'observation en face arrière de la cible d'une expansion de plasma (dont une bonne partie est optiquement mince à son rayonnement) puisqu'il faut alors considérer l'émission cumulée de chaque couche de plasma qui constitue le gradient.

mesure arrière restreint l'influence du tube sur l'estimation de la température. Ce dernier, de part la comparaison entre les deux températures, ne semble pas participer activement à l'émission mesurée mais il peut, aux erreurs de mesure près, être responsable d'une petite absorption de l'émission du plasma. Nous pouvons donc par la confrontation de ces deux enregistrements obtenir une estimation plutôt fiable de la température du flot d'accrétion.

5.3.4 Comportement du tube

L'intérêt principal de la SOP transverse, outre la mesure de la vitesse de propagation du flot de plasma, reste dans l'estimation de sa température. Nous avons vu dans la section 5.3.3 que la comparaison des températures équivalentes de corps noir mesurées respectivement dans la direction transverse et en face arrière de la cible a conduit à une estimation plutôt fiable de la température du plasma ($\sim 9 - 10$ eV) et semble limiter l'influence du tube sur cette mesure. Néanmoins, sous l'effet de cette température, l'état du tube peut se modifier et ainsi compromettre son rôle de collimateur du plasma. Cet effet est d'autant plus vrai pour les temps très longs où il risque de se détendre à cause de la chaleur mais aussi de rompre sous l'effet de la pression engendrée par la matière choquée.

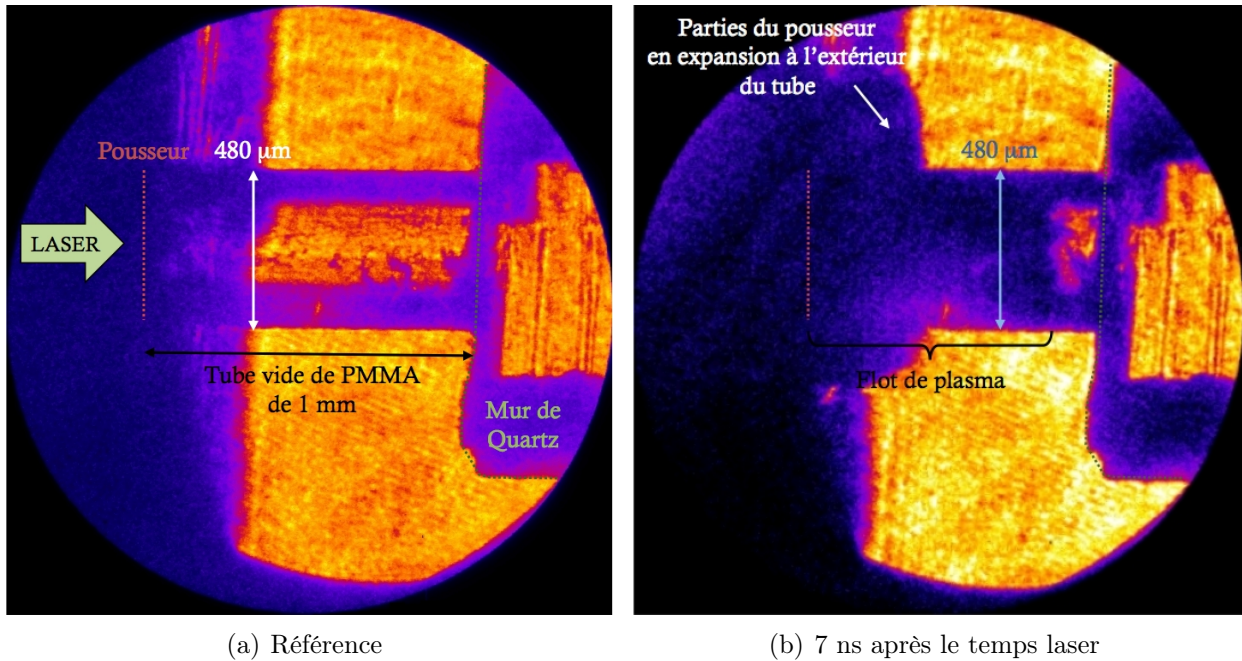


FIGURE 5.13 Ombroscopie de la cible avant le tir (figure 5.13(a)) puis 7 ns après l'impulsion laser (figure 5.13(b)).

Pour avoir un aperçu du comportement du tube, nous avons mis en place une ombroscopie de la cible à différents instants (figure 5.13). Le flot de plasma étant plus dense que la densité n^* caractéristique du faisceau sonde, il est donc opaque et nous pouvons ainsi suivre son évolution le long du tube. En estimant l'expansion latérale du tube, nous observons que, bien que le flot de plasma ait parcouru plus des trois quarts du tube, ce dernier semble

résister au passage du plasma avec une variation de son diamètre toute négligeable ($< 5\%$ de son diamètre initial).

Néanmoins, nous observons à l'extérieur du tube, une propagation lente d'un plasma dense, résultant très probablement de l'irradiation des parties externes du poussoir par les ailes de la tâche focale. Une modification de la cible incluant un bouclier d'aluminium noir de part et d'autre du tube devrait limiter la propagation de ce plasma perturbateur à l'extérieur du tube. Sans la comparaison des températures transverses et arrières, l'incertitude quant à l'origine des émissions observées sur la SOP serait donc initialement parfaitement justifiée. Une simple comparaison des vitesses relatives de chaque émission permet néanmoins de corroborer les hypothèses énoncées dans la section précédente (sect. 5.3.3). En effet, il ne fait aucun doute que la plus rapide ($v \sim 100$ km/s) soit effectivement le flot de plasma dense et chaud (*i.e.* le *bulk*) se propageant dans le tube puisqu'il atteint le SiO_2 en ~ 10 ns.

Cependant, l'origine de l'émission la plus lente reste toujours incertaine et une interprétation reposant uniquement sur la SOP reste tout de même hasardeuse. L'ombroscopie à des temps plus importants (> 10 ns \rightarrow bien après la collision) montre néanmoins que le plasma produit par les ailes de la tâche focale se propage beaucoup plus lentement autour du tube et risque de le recouvrir totalement lors des temps les plus longs. Ce plasma, en expansion libre dans le vide, est caractérisé par des densités et des températures assez faibles et peut justifier, *a priori*, des températures transverses un peu inférieures en comparaison des températures arrières.

Par ailleurs, une observation à des instants plus importants montre qu'au-delà de 20 - 30 ns la tenue du tube peut s'avérer compromise et nous conduit donc à envisager un autre modèle de cible pour une meilleure stabilité de la cible.

5.3.5 Comparaison avec MULTI

Afin de pouvoir lever l'ambiguïté sur la dynamique de l'accrétion et sur l'établissement du choc retour, nous utilisons les codes numériques d'hydrodynamique radiative. La figure 5.14 présente un résultat de simulation réalisée avec MULTI 1D. On y retrouve le bicouche de CH/Ti ($14\ \mu\text{m}$) suivi par 1 mm de vide et un mur de quartz de $500\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. L'origine spatiale est supposée à l'arrière du bicouche, soit au début du tube vide. L'impulsion laser numérique est conforme à son homologue expérimentale (2ω , 1.5 ns) mais l'intensité laser numérique déposée sur cible a été ajustée afin d'obtenir des vitesses de flots quasi-identiques aux vitesses mesurées.

Nous observons, dès les premières nanosecondes, la formation d'un pré-plasma de quartz devant le mur, généré par les rayons X résiduels de la couronne traversant le bouclier de Ti. Ce plasma est relativement peu dense ($\rho \sim 0.002$ g/cc) et peu chaud (~ 0.7 eV). Le flot de plasma créé en face arrière du poussoir est quant à lui d'abord composé d'un plasma de Ti, caractérisé par une température < 5 eV, d'une vitesse ~ 115 km/s et d'un gradient de densité exponentiellement décroissant d'autant plus important que l'on s'approche du poussoir, puis suivi par le CH un peu plus chaud.

La 1^{ère} collision du flot sur le pré-plasma se produit aux alentours de 9 ns ce qui est cohérent avec l'instant prévu par l'expérience. Dès la collision, il se forme un choc retour

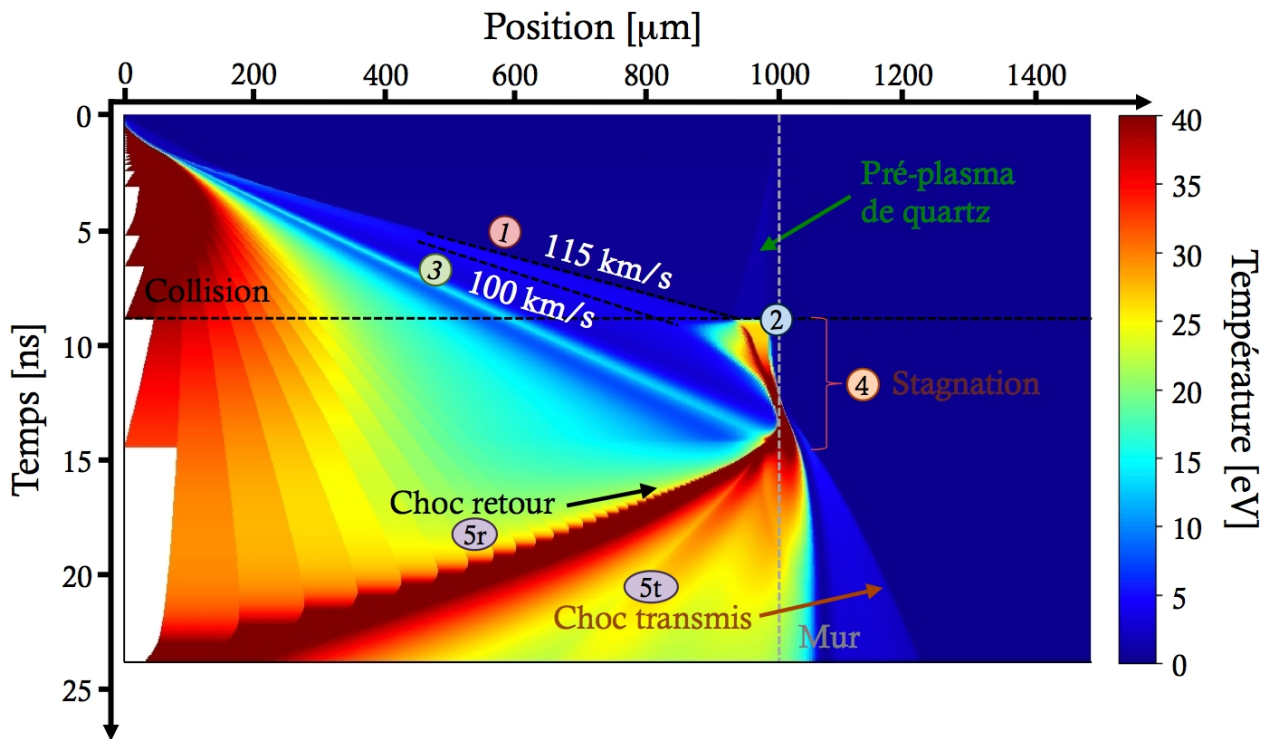


FIGURE 5.14 Simulation MULTI pour une cible CH/Ti \rightarrow 1 mm Vide \rightarrow Quartz.

qui remonte vers la cible. Lorsque la majorité du plasma de titane plus lent (~ 100 km/s) atteint le choc retour autour de $850 \mu\text{m}$, il y a une 2^{me} collision qui va fortement comprimer la zone choquée. Cet important afflux de masse est caractérisé par une pression dynamique beaucoup plus importante que celle du choc retour qui est alors obligé de stagner pendant ~ 7 ns près du mur. Cette zone choquée, toujours alimentée par le plasma “accrété” se densifie et commence à chauffer pour atteindre des valeurs de température et de densité avoisinant 40 eV et 0.1 g/cc (jusqu’à même 1 g/cc). Une fois que toute la partie dense du flot descendant a atteint le mur, le plasma choqué rencontre alors le CH (bleu ciel) moins dense et plus chaud (~ 15 eV). De masse beaucoup plus importante, il ne fournit pas assez de pression pour assurer la compression du milieu choqué, favorisant la propagation du choc retour vers la cible ainsi que son accélération lorsqu’il rencontre un gradient de densité plus favorable.

Conclusion :

Les simulations 1D réalisées avec MULTI reproduisent de manière relativement correcte les vitesses, instants et positions d’impact mesurées en expérience. Cependant, les températures post-choc mesurées sont très différentes de leurs homologues expérimentales et une comparaison directe de températures n’est pas envisageable sans prendre en compte les gradients transverses et arrières de densité ainsi que le caractère optiquement épais éventuel du plasma qui modifie le rayonnement perçu.

5.3.6 Influence du bicouche sur la propagation

Durant nos expériences, nous avons voulu observer l'influence du pousseur sur le comportement du plasma ainsi que la structure du choc retour. Quelques tirs utilisant un bicouche de $9\ \mu\text{m}$ CH et $0.5\ \mu\text{m}$ Al furent donc réalisés et dont nous présentons les résultats en transverse (figure 5.15) et en face arrière (figure 5.16).

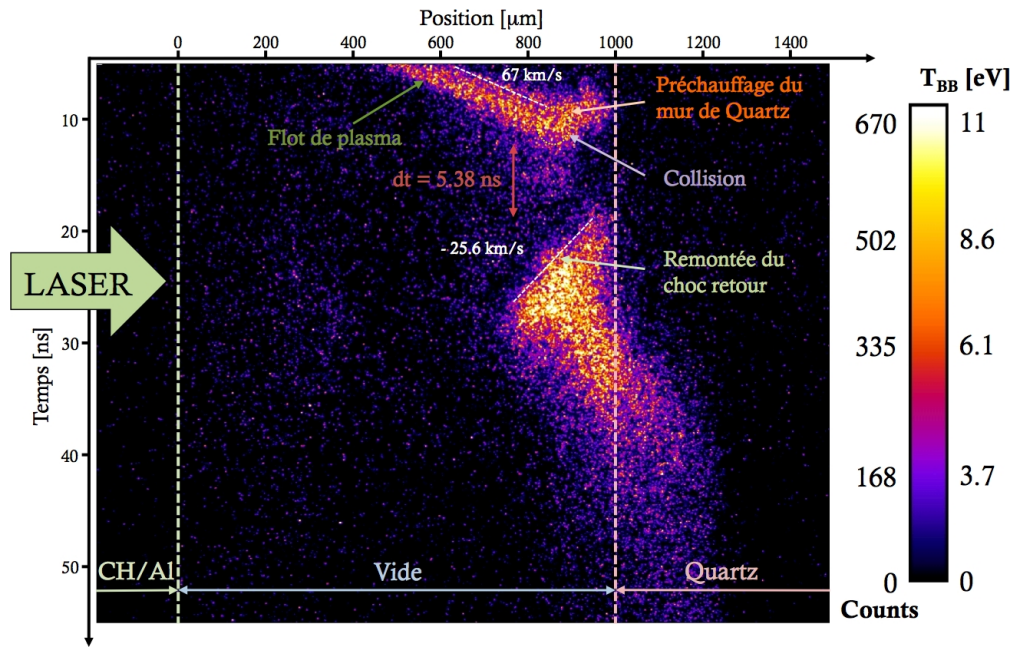


FIGURE 5.15 Emission propre transverse résolue en temps et en espace observée dans le cas d'une cible CH/Al \rightarrow 1 mm Vide \rightarrow Quartz.

Le comportement est assez similaire de celui du bicouche CH/Ti à ceci près que nous observons la formation d'un choc retour moins rapide (à cause d'une masse et d'une vitesse plus faibles \rightarrow impulsion plus faible) et relativement plus émissif. Du fait d'une fluctuation de l'énergie laser, le flot de plasma (*bulk*) se propage plus lentement en face arrière de la cible avec une vitesse proche de $\sim 67\ \text{km/s}$ retardant de ce fait la 2^{ème} collision qui se produit à $\sim 13\ \text{ns}$ et à une distance $\sim 850\ \mu\text{m}$ de la cible. On retrouve la brusque extinction d'émission se produisant juste après la collision et qui caractérise le changement d'état du plasma, devenu optiquement épais à son propre rayonnement. La matière choquée voit sa densité augmenter et le choc se met à stagner. Cette hypothèse est confirmée (en transverse et face arrière) par le fait que l'émission reprend $\sim 5.38\ \text{ns}$ plus tard aux environs de l'endroit de collision. La différence notoire avec le CH/Ti est que la choc retour se propage vers la cible avec une température relativement élevée ($\sim 11\ \text{eV}$) sans passer par une phase transitoire d'accélération comme ce fut le cas avec le CH/Ti. Une explication plausible peut venir du fait que la faible masse du pousseur entraîne la formation d'un très faible gradient de densité qui n'influence que faiblement la vitesse du choc.

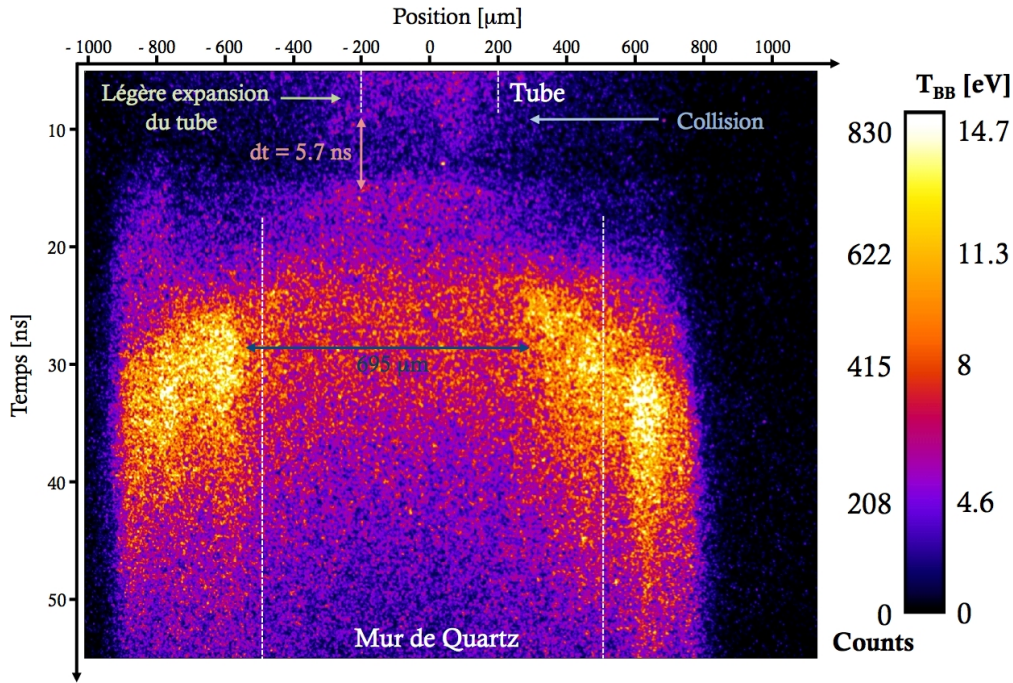


FIGURE 5.16 Emission propre résolue en temps et en espace d'un tir CH/Al \rightarrow Vide (1 mm) \rightarrow Quartz. L'observation s'est faite en face arrière de la cible, à travers le mur de quartz.

5.4 Modification de la cible

La première expérience présentée dans la section précédente nous a fourni des renseignements intéressants sur la morphologie de la colonne d'accrétion ainsi que sur la dynamique de collision et de formation du choc retour. Néanmoins elle a révélé plusieurs problèmes qu'il faut résoudre. La tenue du tube après l'instant de collision n'est en particulier pas assurée. Nous avons donc choisi de renforcer le lien entre le tube et le mur en imbriquant ce dernier loin dans le tube et en les solidarissant par un ajout généreux de colle loin de la zone d'intérêt. La seconde émission plus lente, clairement visible sur le diagnostic d'ombroscopie est également à proscrire. Ce problème est aisément résolu en disposant tout autour du tube de l'aluminium noir épais directement sur les parties extérieures du poussoir. Nous avons ainsi modifié en conséquence la cible selon la configuration présentée sur la figure 5.17.

Divers tests ainsi que des simulations numériques réalisées par E. Falize ont également montré qu'une longueur de tube plus importante (2 mm) permettait l'obtention d'une situation plus pertinente pour l'astrophysique. Des conditions thermodynamiques plus propices devraient permettre le développement d'un choc retour plus stable et plus radiatif. En effet, un tube plus court ne permettrait pas d'atteindre la vitesse asymptotique du flot (typiquement égale à $v_\infty = [2/(\gamma - 1)]c_s$ avec c_s la vitesse du son [32]) tandis qu'un tube trop long conduirait à des temps de collision plus importants et favoriserait le développement d'un pré-plasma de quartz devant le mur d'autant plus grand.

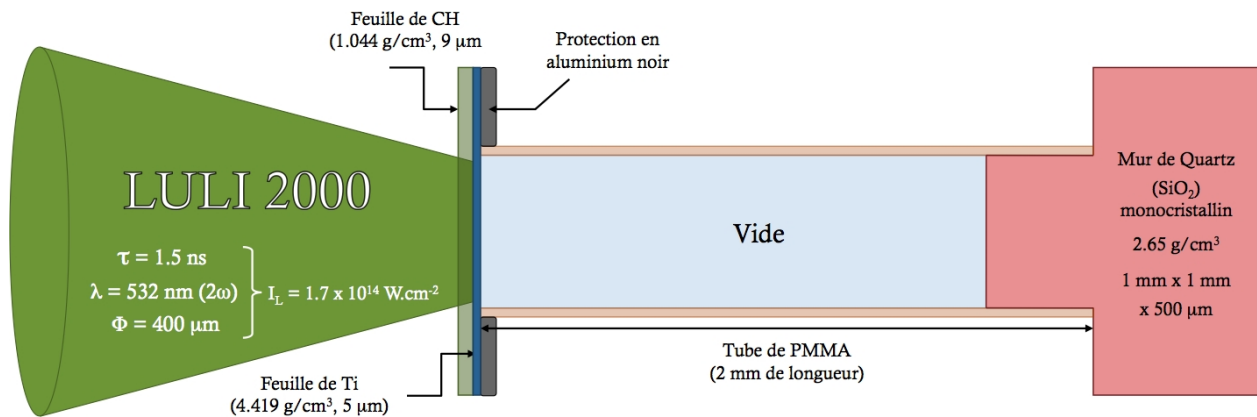


FIGURE 5.17 Deuxième configuration de cible utilisée lors de la campagne expérimentale de 2010 sur l'installation LULI2000.

La figure 5.18 présente un résultat de simulation 2D réalisée avec le code FCI2 du CEA/DAM. Par souci de comparaison, nous avons présenté les résultats sous la forme de profils temporels de température normalisée. Seule la région d'interaction est ici représentée et le flot est caractérisé par une vitesse de 80 km/s, vitesse obtenue lors de cette deuxième expérience.

Nous retrouvons le comportement explicité lors de la précédente expérience bien que les temps d'observation soient ici plus longs du fait d'une longueur de tube plus importante. Nous observons la propagation du flot de plasma dans le tube durant les 20 premières ns (figure 5.18(a)). L'implantation du tube permet de limiter l'expansion radiale du flot qui reste bien collimaté et peu chaud ($\rho \sim 10^{-2}$ g/cm³ et $T \sim 2$ eV). Ce confinement du plasma ne se fait pas sans perturbations puisque l'on observe de nombreux petits chocs latéraux dus à la rencontre du plasma avec le tube. Cependant le tube est suffisamment épais et semble résister jusqu'à au minimum 65 ns.

Le plasma continue de se propager pour ensuite entrer en collision avec le mur à environ 23 ns. A ce moment-là, un choc retour et un choc transmis sont respectivement créés. La densité et la température commencent à augmenter brutalement. Du fait du flot de matière principalement constitué de Ti très lourd, qui continue de se propager vers le mur, la matière est piégée sur une zone de l'ordre de 200 - 300 μ m près du mur et se met à "stagner". On observe la formation d'un gradient de température (et sans doute de densité) à 30 ns dans cette matière choquée qui traduit l'accumulation de matière près du mur. Vers 45 ns, tout le Ti a vraisemblablement fini de se propager et le choc retour ne rencontre plus qu'un plasma de CH beaucoup moins dense. L'absence de pression dynamique pour compenser la pression thermique de la matière choquée conduit à la formation d'un gradient de pression qui va mettre en mouvement le choc retour. Du fait d'un gradient de densité plus faible se trouvant sur son chemin, le choc retour se met à accélérer vers la cible. La matière choquée continue à se thermaliser pendant que le choc transmis se propage dans le quartz. La simulation montre également la bonne tenue qui, même longtemps après la collision (> 23 ns), maintient le confinement du flot de plasma et de la matière post-choc dense et chaude.

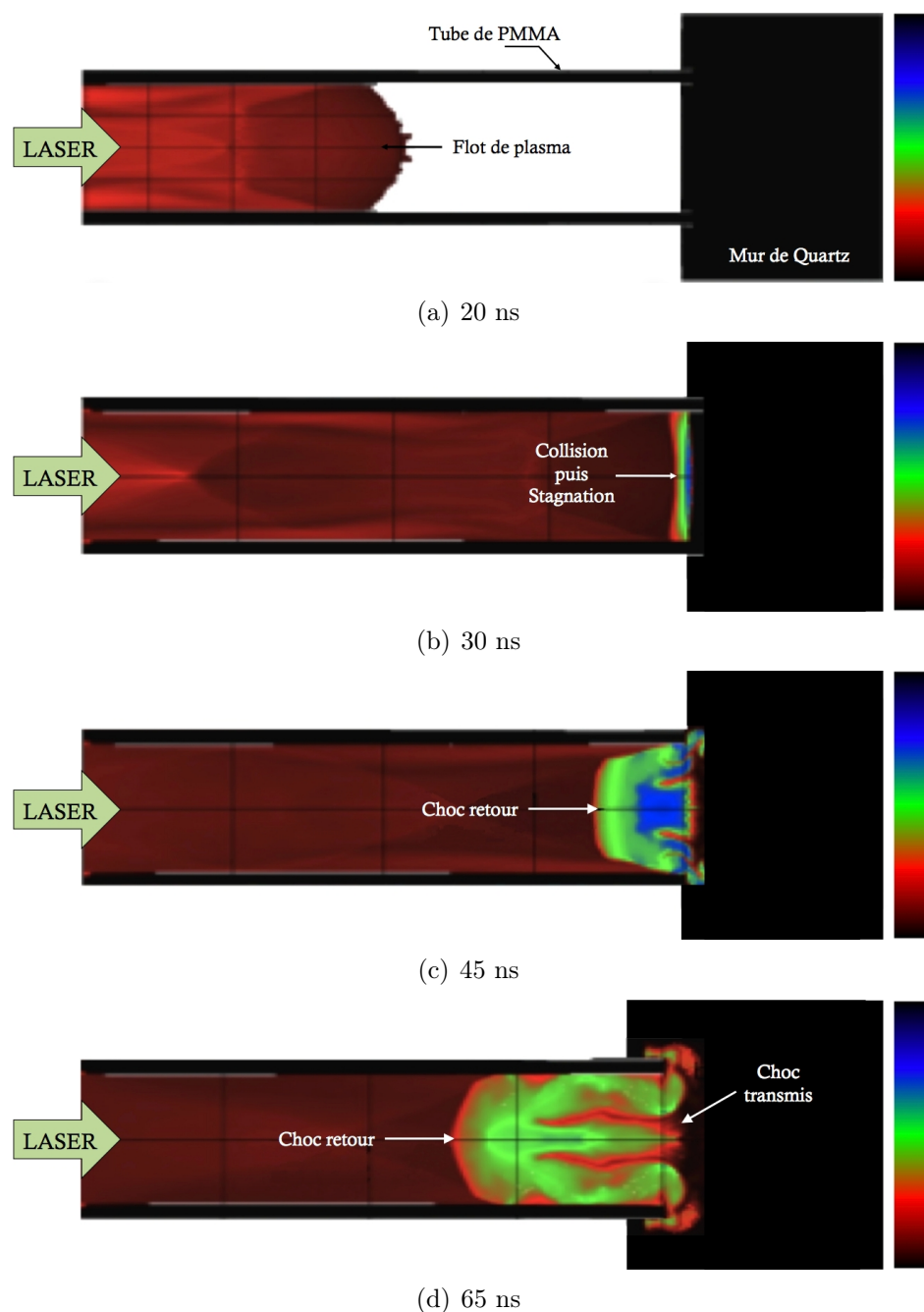


FIGURE 5.18 Profils normalisés de température de la zone d'interaction à différents instants. Cette simulation a été réalisée avec FCI2 pour une vitesse d'écoulement de l'ordre de 80 km/s.

Les simulations nous montrent que la nouvelle configuration de cible devrait en toute rigueur permettre une étude complète de la colonne d'accrétion et confirme la tenue du tube. Pour vérifier ces attentes, nous avons réalisé des tirs utilisant cette nouvelle configuration. La figure 5.19 présente l'émission propre transverse résolue en temps et en espace observée

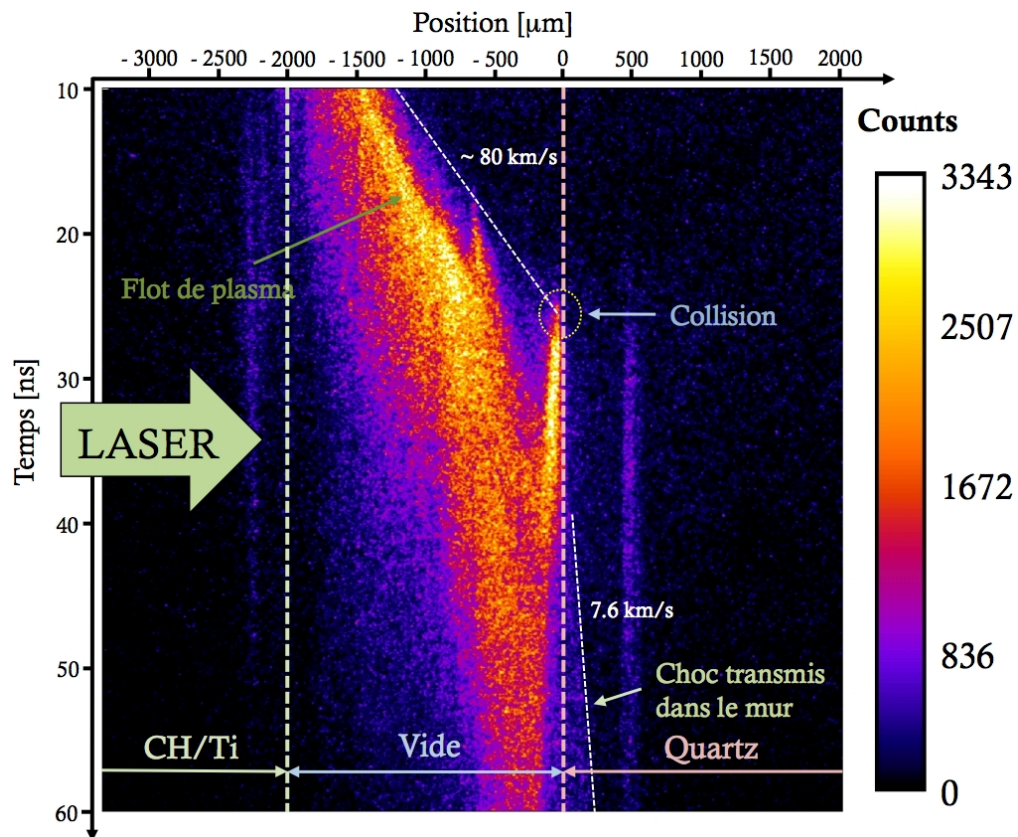


FIGURE 5.19 Emission propre résolue en temps et en espace d'un tir CH/Ti → Vide (2 mm) → Quartz. L'observation commence 10 ns après l'impulsion laser. L'origine des temps est choisie comme étant l'impulsion laser tandis que l'origine de l'espace est maintenant considérée comme étant la face du quartz en interaction avec le flot de plasma.

à partir de 10 ns après le temps laser. L'origine des espaces a été choisie au niveau du mur de quartz. La longueur du tube a été allongée conformément à la simulation (~ 2 mm). Nous observons la propagation du flot de plasma avec une vitesse caractéristique ~ 80 km/s. Contrairement au cas précédent, aucun pré-plasma de quartz n'est véritablement observé en amont du mur sur lequel impacte le flot de plasma aux alentours de 23 ns. Cette collision se traduit par une forte augmentation de l'émission et conduit à la formation d'un choc retour et d'un choc transmis dans le quartz. Le choc retour semble stagner pendant une dizaine de ns avant de prendre de la vitesse vers 40 ns. Le front de choc retour est délimité par la zone très peu émissive qui caractérise la matière post-choc, optiquement épaisse au rayonnement.

Nous avons choisi de confronter l'expérience avec la simulation afin de valider les modèles. Une comparaison des trajectoires expérimentales et numériques (réalisées avec FCI2) de ce flot de plasma (fig. 5.20) montre un très bon accord concernant non seulement les vitesses de propagation du flot de plasma mais également le temps de collision nous permettant ainsi d'admettre les valeurs numériques des paramètres thermodynamiques comme représentatives du phénomène physique. Une bonne caractérisation du *flot de plasma* est donc parfaitement

réalisable expérimentalement grâce à l'outil numérique qui complète et vérifie les données expérimentales.

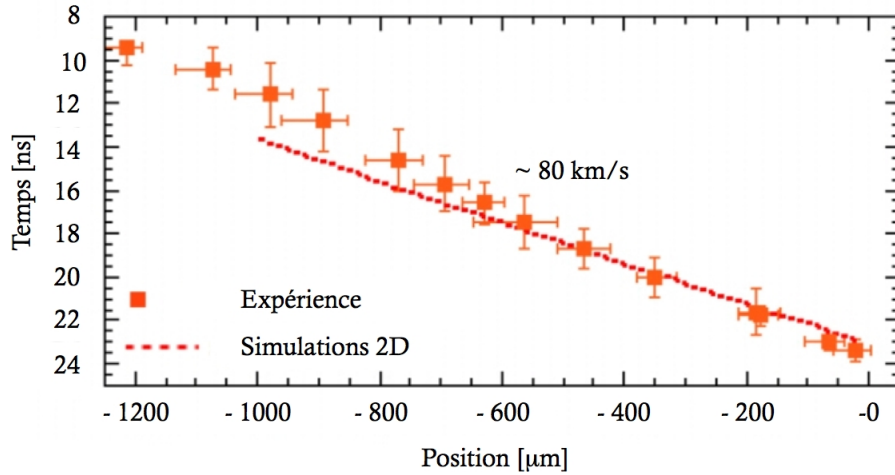


FIGURE 5.20 Comparaison entre la trajectoire du flot de plasma mesurée expérimentalement et simulée par FCI2.

5.5 Développement du choc retour

Une fois entré en collision avec le mur de quartz, plus dense, le plasma choqué voit sa température et sa densité rapidement augmenter (figure 5.18(b)). Du fait de la conservation de l'impulsion, un choc retour est formé se propageant vers la cible tandis qu'un deuxième choc est transmis au quartz. L'important gradient de pression engendré par l'accumulation de matière dans la zone choquée est contrebalancé par la pression dynamique du flot de plasma toujours accrété et conduit donc à la stagnation du plasma (ou à une très faible vitesse ~ 5 km/s) près du mur. Sa température et à sa densité commence à augmenter, ce qui se traduit par une augmentation brutale de l'émission caractéristique d'une température $\sim 15 - 20$ eV.

La figure 5.21 est un bon exemple de mesure expérimentale de l'émission transverse dans laquelle nous avons privilégié les temps observation après collision afin d'étudier la dynamique de la zone d'interaction. Nous observons que jusqu'à 40 ns, le choc retour est assez lent avec une vitesse ~ 5 km/s puisqu'il se propage dans une zone très dense alimentée par le flot de plasma. Puis, après 40 ns, sa vitesse entre dans un second régime où elle se met à augmenter pour atteindre ~ 30 km/s (fig. 5.18(c) et 5.18(d)). Cette accélération peut s'expliquer par l'arrêt de l'alimentation de la colonne d'accrétion qui modifie les conditions de propagation du choc retour. En effet, celui-ci ne rencontre plus le plasma de Ti en expansion en face arrière de la cible mais la partie ablatée du poussoir présentant un gradient de densité inverse. Pour confirmer cette hypothèse, nous représentons les trajectoires expérimentales et numériques respectives des chocs produits lors de la collision du flot de plasma sur le mur (figure 5.22).

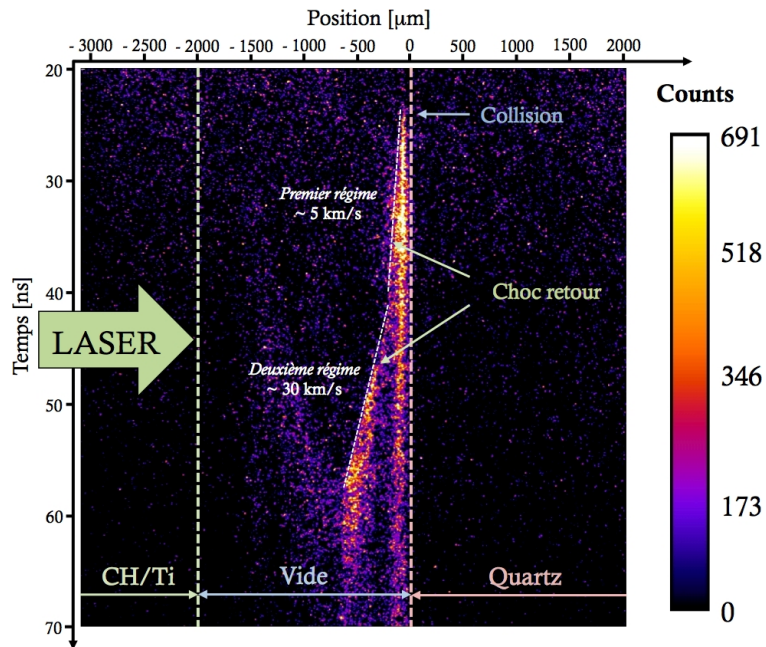


FIGURE 5.21 Emission propre résolue en temps et en espace d'un tir CH/Ti \rightarrow Vide (2 mm) \rightarrow Quartz. L'observation commence 20 ns après l'impulsion laser. L'origine des temps est choisie comme étant l'impulsion laser tandis que l'origine de l'espace est maintenant considérée comme étant la face du quartz en interaction avec le flot de plasma.

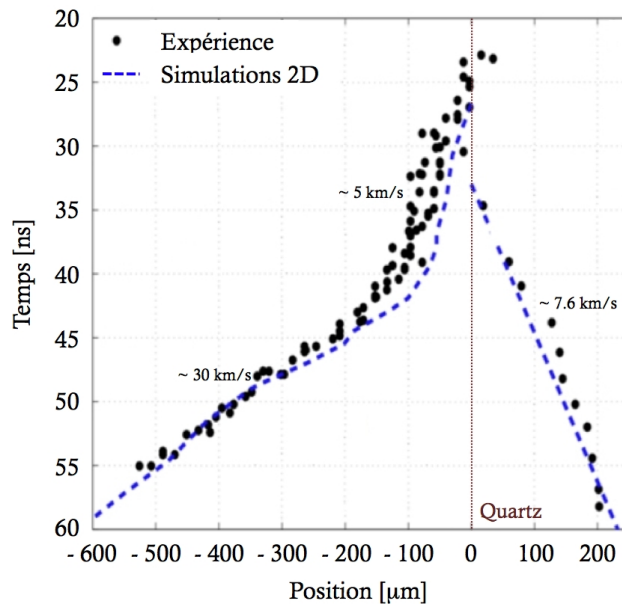


FIGURE 5.22 Comparaison entre les trajectoires du choc retour et du choc transmis dans le mur de quartz mesurées expérimentalement et simulées par FCI2.

Nous observons un très bon accord entre l'expérience et la simulation numérique effectuée avec FCI2 qui toutes deux mettent en évidence deux régimes de vitesse lors de la propagation du choc retour. Afin de pouvoir se rapprocher de la situation astrophysique, il faut néanmoins atteindre la stationnarité du choc retour, ce qui sous-entend deux choses : la première maintenir un flot de matière (et donc de masse) constant sur toute la durée de la simulation ce qui peut être obtenu en rajoutant, en plus du bicouche de CH/Ti qui lance le choc, un cône rempli de mousse de CH de basse densité. Cela permettrait de créer une colonne de plasma peu dense collimatée par le tube (et la géométrie conique de la cible) et caractérisée par une vitesse et une densité relativement constantes sur les échelles caractéristiques de l'expérience ; la seconde nécessite un facteur de refroidissement de la zone post-choc important afin d'évacuer une grande partie de l'énergie et donc d'atteindre le régime stationnaire.

5.6 Observation du choc transmis dans le quartz

Parallèlement à la formation du choc retour remontant vers la cible, nous observons la formation dans le mur d'un choc transmis (figures 5.18(d) et 5.19). Sa vitesse caractéristique, de l'ordre de 7.6 km/s, est en bon accord avec les simulations numériques (fig. 5.22). Du fait de la nature transparente du quartz aux longueurs d'onde observées par nos diagnostics, des instantanés de l'émission ont pu être réalisés au niveau de la zone d'interaction.

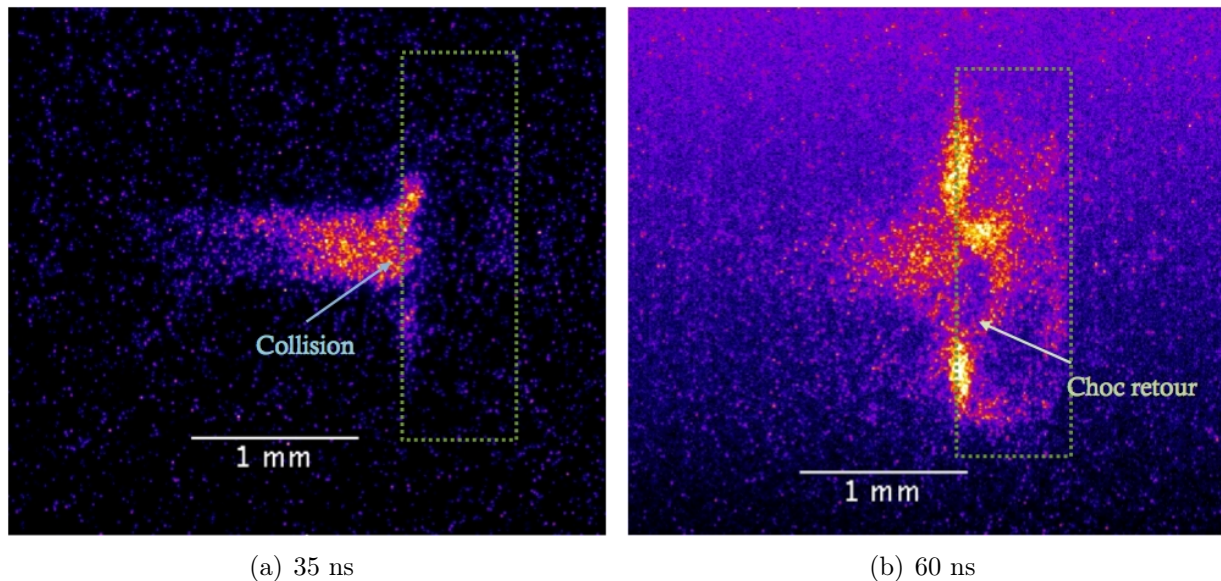


FIGURE 5.23 Emission propre 2D observée respectivement 35 ns puis 60 ns après l'impulsion laser. La zone rectangulaire en pointillés représente la position du mur de quartz.

La figure 5.23 nous montre l'émission propre 2D mesurée respectivement à 35 ns (fig. 5.23(a)) puis à 60 ns (fig. 5.23(b)). On remarque, durant les premières dizaines ns après la collision sur le mur, la stagnation du flot de plasma sur le mur et le début du choc transmis qui va ensuite se propager dans le quartz en prenant une forme “bombée” caractéristique. Le

tube semble résister mais les émissions importantes de part et d'autre du tube, qui rappellent les émissions perçues grâce à la SOP arrière, montrent que le plasma commence à se déverser sur la surface du mur.

5.7 Choc retour ou éclatement du tube ?

Dans l'espoir de confirmer (ou d'infirmer) la bonne tenue du tube et de pouvoir ainsi valider le schéma expérimental, nous avons choisi d'observer la propagation du plasma à des temps très éloignés, avoisinant les 100 ns.

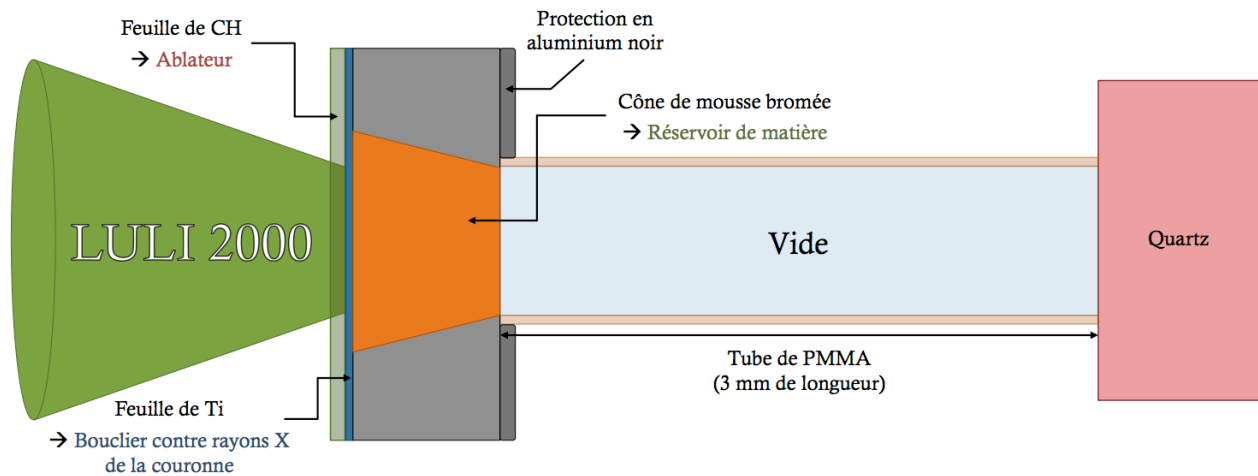


FIGURE 5.24 Représentation schématique de la dernière cible utilisant un cône de mousse comme réservoir de matière.

La nécessité de produire un flot de matière constant (sur une durée supérieure à la constante hydrodynamique du système) nous conduit à rajouter, en complément du bicouche de CH/Ti, un cône de mousse jouant le rôle de réservoir comme indiqué sur la figure 5.24. La mousse, qui composera la majorité du flot de plasma généré, est ici dopée à 30 % en masse avec du brome afin d'une part de permettre d'importantes pertes radiatives et d'autre part de fournir un contraste suffisant à la radiographie. Le tableau 5.1 regroupe toutes les informations pertinentes à l'analyse de la radiographie, à savoir la formule empirique de chaque matériau, leur masse molaire, leur numéro atomique Z ⁵, leur densité nominale ρ_o et leur coefficient d'absorption à 4.75 keV. Cette dernière valeur est issue des bases de données du CXRO⁶ et valable pour des températures peu élevées.

Nous présentons dans la figure 5.25 une radiographie X d'une telle cible 100 ns après l'impulsion laser. La longueur de tube a ici été rallongée à 3 mm afin de prendre en compte le rallongement du temps nécessaire au plasma pour atteindre sa vitesse asymptotique. Le

5. Dans le cas de la mousse et des parois du tube en PMMA, une estimation moyenne de ces paramètres est réalisée selon les formules $\overline{M} = (\sum_i n_i M_i) / \sum_i n_i$ et $\overline{Z} = (\sum_i n_i Z_i) / \sum_i n_i$.

6. Site Web : <http://www.cxro.lbl.gov/>

Matériaux	Pousseur		Cône	Tube
	<i>Plastique</i>	<i>Titane</i>	<i>Mousse</i>	<i>PMMA</i>
Formule empirique	CH	Ti	$C_{37}H_{28}O_{14}Br_{3,7}$	$(C_5O_2H_8)_n$
Masse molaire \overline{M} [g/mol]	6.5	47.9	12	6.67
Numéro atomique \overline{Z}	3.5	22	5.9	3.6
Densité nominale ρ_o [g/cm ³]	1.044	4.419	0.05	1.19
Coefficient d'absorption μ à 4.75 keV [cm ² /g]	20.56	94.01	4.42	31.35

TABLE 5.1 Caractéristiques de chaque matériau composant la cible.

très bon contraste de cette radiographie met en évidence une excellente tenue du tube pour des temps particulièrement longs avec un gonflement raisonnable du tube aux extrémités. On peut vraisemblablement envisager un chauffage conséquent du tube à ces endroits ce qui risque d'invalider l'utilisation des coefficients d'absorption présentés dans le tableau 5.1.

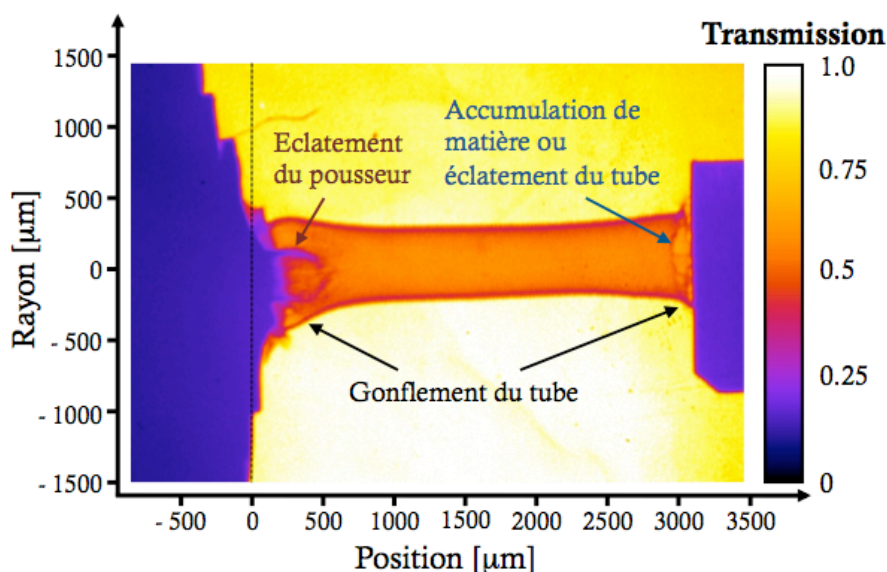


FIGURE 5.25 Radiographie X à 100 ns d'une cible de longueur 3 mm et remplie de mousse. L'origine représente la face arrière du pousseur.

Nous observons également très clairement une discontinuité près du mur. La transmission plus importante des rayons X de la région aval suggère une densité plus faible que celle qui caractérise le plasma du tube. De toute évidence, l'accumulation de matière occasionnée lors de la rencontre du plasma peu dense et chaud avec le mur a entraîné la formation

d'un choc retour et une augmentation sous-jacente de la densité de la zone choquée. Sous l'effet de cette pression plus importante, les liaisons du tube avec le mur ont fini par céder conduisant à l'expansion du plasma dans le vide et donc à la diminution de sa densité. Le nouveau schéma expérimental incluant l'imbrication du mur dans le tube devrait assurer une meilleure étanchéité de la cible en protégeant les liaisons de colle aux extrémités du contact avec le plasma dense et chaud.

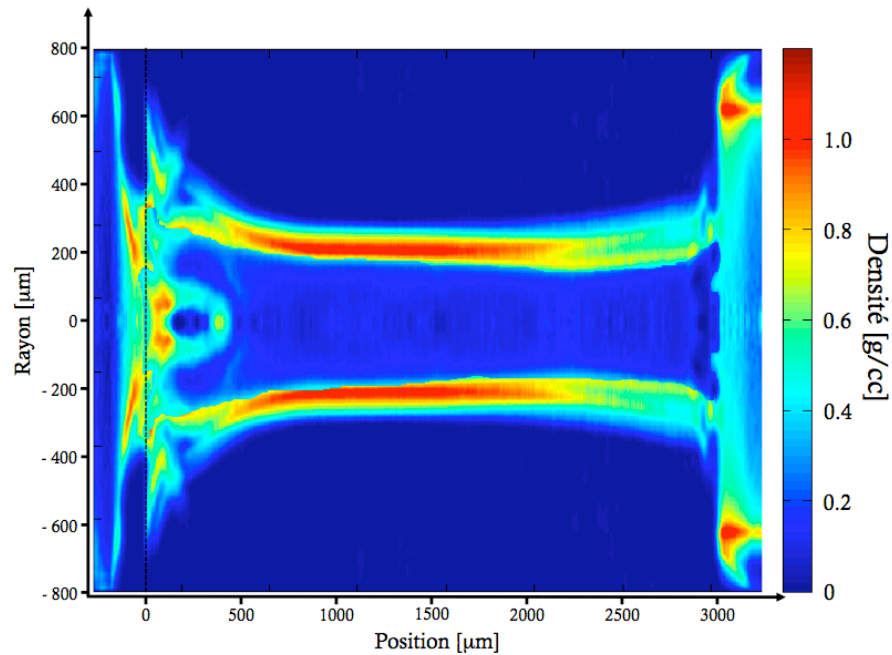


FIGURE 5.26 Carte de densité relative à la figure 5.25. La ligne en pointillés représente la face arrière du poussoir.

Une extraction de la densité fut particulièrement difficile du fait que les rayons X traversent plusieurs matériaux d'épaisseur et de densité incertaines à cet instant. Nous avons néanmoins pu réaliser une première estimation de la carte de densité, présentée dans la figure 5.26. Dans cette étude, nous avons supposé une configuration similaire à celle schématisée dans la figure 5.27 dans laquelle l'intérieur du tube (*i.e.* pour $r < R_{int}$) est remplie d'un plasma composite de mousse bromée, de CH et de Ti tandis que l'extérieur du tube (*i.e.* $R_{int} < r < R_{ext}$) est constitué des parois de PMMA. La symétrie cylindrique du problème simplifie l'analyse et autorise l'application de l'inversion d'Abel.

Afin de vérifier la fiabilité de ce diagnostic, un simple test peut être réalisé. Sachant que les parois du tube restent relativement transparentes aux rayons X tout en étant plus absorbantes que le plasma intérieur, nous connaissons une valeur approximative de l'épaisseur maximale traversée par les rayons X lorsqu'ils parcourent uniquement la partie extérieure de la cible (pour $r > R_{int} \rightarrow \Delta x = 184 \mu\text{m}$). En supposant que l'état des parois reste inchangé même pour des temps aussi longs (hypothèse accréditée par le fait que le diamètre du tube à $x \approx 1.5 \text{ mm}$ est toujours de $400 \mu\text{m}$), nous pouvons dans un premier temps admettre que leur densité reste égale à la densité nominale du PMMA, soit 1.19 g/cm^3 . L'application de

la loi de Beer-Lambert nous conduit donc à une transmission théorique autour de 50.3 %, à comparer avec la transmission expérimentale qui varie de 46 % à 49 % selon les endroits. Etant donnée la précision expérimentale de ce diagnostic, nous sommes largement dans la barre des 10 %, ce qui est raisonnable.

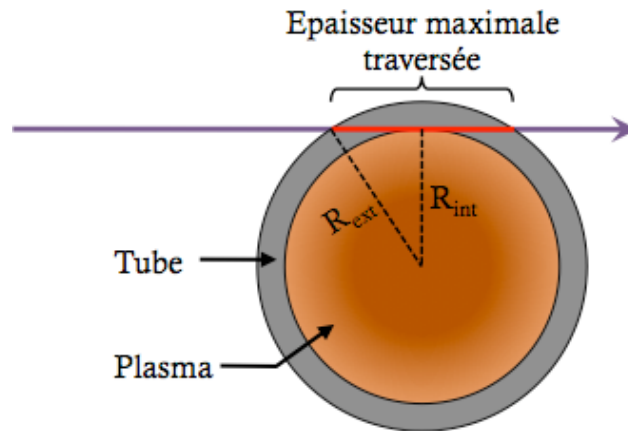
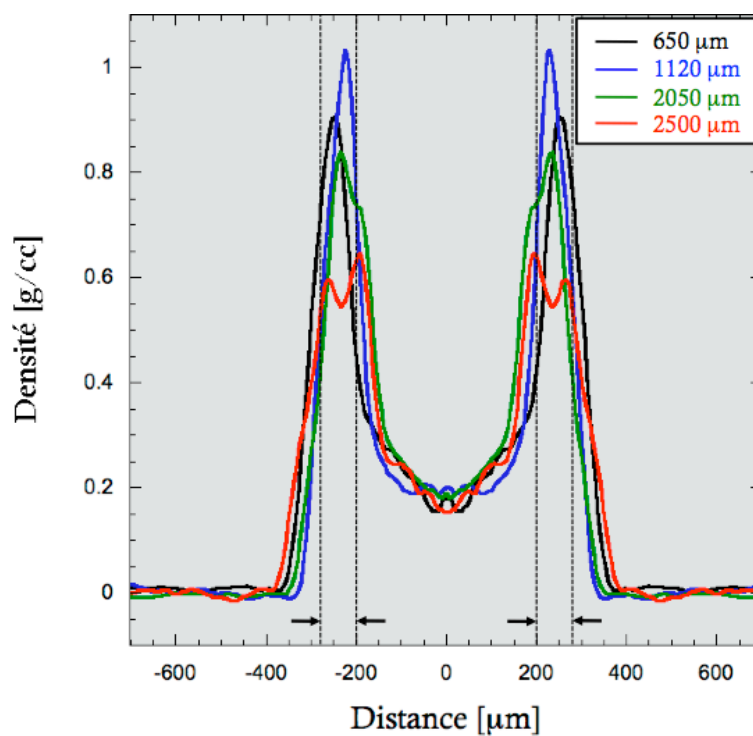


FIGURE 5.27 Schéma d'une coupe transverse du tube.

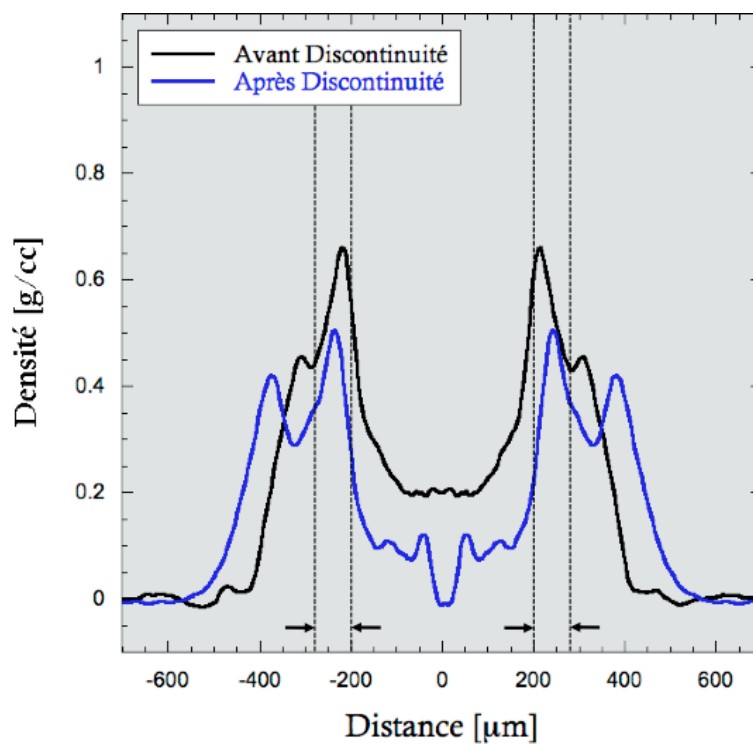
La carte de densité présentée dans la figure 5.26 ainsi que les profils radiaux réalisés à différentes positions (fig. 5.28) confirment une densité des parois au milieu du tube ($x \approx 1120 \mu\text{m}$) proche de la densité nominale du PMMA bien que légèrement plus faible due à un début de chauffage puis de détente du matériau. Les extrémités des parois sont en comparaison beaucoup moins denses ($\rho \approx 0.6 \text{ g/cm}^3$) justifiant le contact prolongé avec un plasma dense et chaud accélérant la modification de leur état. Le plasma intérieur est quant à lui encore moins dense avec une densité de l'ordre de 0.2 g/cm^3 .

Les profils réalisés le long du tube confirment la relative bonne tenue du tube bien que la radiographie ne renseigne pas sur l'extension des zones du tube de plus faible densité. La densité des parois restent néanmoins constante (dans les barres d'erreur) sur une distance $\Delta l \approx 1 \text{ mm}$ (de $1120 \mu\text{m}$ à $2050 \mu\text{m}$). Le flot accréte voit quant à lui sa densité constante sur toute sa propagation, ce qui accrédite notre idée d'un réservoir de matière homogène tombant sur le mur.

La zone d'interaction présentée dans la figure 5.28(b) est sujette à une erreur plus importante du fait de la nature dense et chaude du tube à cet instant qui peut modifier la transmission des rayons X. L'estimation relative de la densité avant et après la discontinuité accrédite néanmoins le raisonnement précédemment réalisé dans lequel la zone "choquée" présente une densité beaucoup plus faible que celle du flot descendant. La perméabilité du tube est alors fortement probable pour des temps très longs et entraîne le déversement du plasma dans la vide.



(a) Le long du tube



(b) Près du mur

FIGURE 5.28 Profils radiaux de densité réalisés respectivement sur toute la longueur du tube (fig. 5.28(a)) et près du mur (fig. 5.28(b)). L'origine correspond au centre du tube tandis que les lignes pointillées représentent les parois du tube.

5.8 Pertinence de l'expérience avec le cas astrophysique et Conclusion

Comme ce fut le cas pour les expériences sur les jets de plasmas (Chapitre 3) et les chocs radiatifs (Chapitre 4), l'intérêt et la pertinence d'une expérience de similitude en astrophysique de laboratoire ne sont assurées que par la validité des lois d'échelle et donc des vérifications des nombres sans dimension. Par la mesure des différentes vitesses et températures expérimentales puis leur comparaison avec les codes numériques, nous pouvons extraire les grandeurs thermodynamiques manquantes (principalement les densités massiques et électroniques) utiles pour le calcul de ces nombres sans dimension que nous n'avons pu extraire à cause des contraintes expérimentales (présence du tube qui empêche le faisceau sonde visible de passer, pas assez de contraste en radiographie). Nous ne rappellerons pas ici les définitions de ces nombres que nous pouvons retrouver dans les chapitres 1 et 4. Le tableau 5.2 présentent les grandeurs fluides ainsi que les nombres sans dimension respectifs de la situation astrophysique et de l'expérience de laboratoire, ces derniers étant calculés pour une cible [CH/Ti \rightarrow Vide \rightarrow Quartz] à 50 ns, instant pour lequel le choc retour se propage dans un plasma de température et de densité relativement uniformes .

Grandeurs	Astrophysique	Experience
h_s [cm]	10^7	5.2×10^{-2}
t [s]	1	5.5×10^{-8}
v_a [km/s]	10^3	80
ρ_a [g/cm ³]	10^{-8}	10^{-2}
T_{ps} [eV]	10^4	15
M	> 10	3
χ_{ps}	$\ll 1$	1
Bo_{ps}	$\gg 1$	15
R_{ps}	$\gg 1$	2×10^4

TABLE 5.2 Grandeurs fluides et nombres sans dimension dans le cas astrophysique (2^e colonne) et obtenus au sortir de nos expériences (3^e colonne) dans le cadre des variables cataclysmiques magnétiques de type *polaires*. Les indices *s*, *a* et *ps* renvoient respectivement au *choc*, à la colonne d'*accrétion* et à la zone *post-choc*. Publié dans [132].

Nous observons que les nombres de Boltzmann Bo et de Mihalas R expérimentaux sont du même ordre de grandeur que leurs homologues astrophysiques attestant d'une structure de choc proche. La divergence de comportement entre d'une part Bo et R ($\gg 1$) et d'autre part χ ($\ll 1$) suggère que le rayonnement est primordial dans le comportement du choc mais qu'il ne modifie pas sa structure. Il existe bien un flux radiatif important mais ce

flux est directement perdu par le milieu car rayonné vers l'extérieur. Néanmoins le facteur de refroidissement χ associé à la matière post-choc de notre expérience reste trop important pour avoir une correspondance avec la situation astrophysique. Ce manque de pertes radiatives, directement lié à des températures de plasma trop faibles ($T_{exp} \ll T_{astro}$) pour assurer des pertes radiatives suffisantes, empêche la stationnarité du choc qui ne perd pas assez d'énergie pour décélérer. Des simulations récentes ont montré que pour atteindre un régime de choc similaire (aux lois d'échelle près) à notre situation astrophysique, il est nécessaire de pouvoir produire des flots continus de matière dont la vitesse caractéristique avoisinerait les 300 - 500 km/s. Dans ce cas, la température post-choc atteindrait des valeurs ~ 100 eV et permettrait un rayonnement plus important. Atteindre de telles situations requiert des impulsions plus longues pour mettre plus longtemps en mouvement les réservoirs de masse ainsi que des intensités sur cible (et donc des énergies) beaucoup plus grandes. Cette situation ne peut être obtenue qu'avec les grandes installations de type LMJ ou NIF.

Chapitre 6

Conclusion et Perspectives

Nous allons dans ce dernier chapitre résumer l'ensemble des résultats obtenus au cours de ces trois années de thèse. Nous présenterons notre contribution à l'étude de chacun des sujets à travers les expériences réalisées. Les sujets abordés sont très vastes et nécessitent à eux seuls un travail intensif ainsi que de futures expériences visant à poursuivre les études ébauchées dans ce manuscrit.

Les jets astrophysiques

Le premier sujet abordé fut celui des **jets astrophysiques**. Forts de l'expertise de C. D. Gregory et de B. Loupiau qui ont tous deux testé lors de leurs thèses respectives la faisabilité de réaliser en laboratoire des jets astrophysiques, nous avons poursuivi leurs travaux en nous intéressant à certains processus responsables de collision du jet de plasma : les *pertes radiatives* et le *milieu interstellaire ambiant*. L'importance du champ magnétique de la proto-étoile, indispensable à la formation et à l'éjection du jet, est aisément admise mais pour l'instant difficilement mis en place dans une enceinte d'interaction et nécessite une caractérisation complète et précise avant de pouvoir l'utiliser actuellement dans une expérience d'Astrophysique de Laboratoire. Nous nous sommes donc placés dans la situation d'un jet astrophysique relativement âgé pour avoir parcouru une grande distance loin de son étoile génitrice, affaiblissant ainsi l'effet dominant du champ magnétique sur le reste de sa propagation.

De nombreux schémas de cible ont été envisagés, satisfaisant plus ou moins bien les conditions de températures et de pression imposées par les lois d'échelle. Les cônes de mousse, bien qu'ils soient générateurs de jets de plasmas, reposent sur une collimation due à la géométrie particulière de la cible et le plasma obtenu, peu dense, reste tout de même très froid. Nous avons ici choisi une configuration initialement étudiée par Nikitin *et al.* [99] utilisant de fines feuilles coniques de matériaux de Z moyen à élevé. Bien que de masse plus lourde, leur fort pouvoir rayonnant devrait nous permettre d'observer l'influence du refroidissement radiatif sur la propagation et la collimation des jets.

Une première expérience, réalisée sur l'installation LULI2000 dans laquelle nous avons implanté tout un ensemble de diagnostics visibles (ombroscopie, interférométrie, émission

propre) et X nous a permis d'une part de vérifier la validité de la configuration de la cible dans la production de jet, d'autre part de caractériser complètement des jets de plasmas de cuivre par la mesure de la température, de la densité électronique, de la masse volumique et de la vitesse.

Une fois que nous avons produit avec succès des jets de plasmas, nous avons eu la chance de pouvoir utiliser l'installation GEKKO XII dont les 9 faisceaux nous ont permis d'ajuster l'énergie sur cible et donc d'atteindre des régimes de vitesse plus importants. Une comparaison entre les cônes de cuivre et les cônes d'or a mis en évidence une modification de la morphologie du jet ainsi qu'une collimation quelque peu plus importante pour les matériaux de Z élevé confirmant notre hypothèse énoncée comme quoi le refroidissement radiatif induit une diminution de la pression interne du jet et donc un plus grand confinement sur l'axe.

Bien que Shigemori *et al.* [91] aient obtenu un effondrement radiatif des jets sur l'axe de symétrie plus important en utilisant le plasma de couronne, leur configuration expérimentale limitait sérieusement la mise en place d'un nombre important de diagnostics et surtout l'introduction d'un milieu ambiant. En choisissant d'observer la production et la propagation d'un jet en face arrière de la cible, nous avons certes réduit la température du jet (et donc diminuer les pertes radiatives) mais au profit d'une séparation complète de l'interaction laser avec la dynamique du jet et l'introduction d'un milieu ambiant sur le parcours du jet. La mise en place d'une buse de gaz délivrant des pressions (et donc des densités) de gaz neutre variables, nous avons étudié l'influence du milieu interstellaire sur la morphologie du jet. Nous avons ainsi très clairement mis en évidence la formation d'un jet de plasma très dense entouré d'un cocon de gaz choqué par le choc d'étrave se propageant en amont du jet. Bien qu'une caractérisation complète de ce cocon reste imprécise à cause des nombreuses turbulences qui empêchent l'établissement de franges contrastées et donc la détermination de sa densité, nous avons néanmoins pu établir le caractère chaud et peu dense de cette région par la mesure de son émission propre. L'utilisation d'un diagnostic de radiographie X, nouvellement mis en place dans cette configuration, caractérisé par un très bon contraste a mis en lumière un effet collimateur du milieu ambiant dû à la pression de gaz et pour un même matériau. Cette collimation, qui résulte d'un confinement inertiel (hydrodynamique comparé au refroidissement radiatif) du gaz, s'est traduit par une augmentation de la densité du jet sur l'axe.

Cette étude sur les jets de plasma, relativement complète, n'a néanmoins de validité astrophysique que par l'établissement et la vérification des nombres sans dimension définis par les lois d'échelle. Nous avons ainsi défini ces grandeurs dont nous avons ensuite déterminé les valeurs pour nos jets de plasma. D'une manière générale, les grandeurs astrophysiques et expérimentales sont en bon accord, à l'exception du facteur de refroidissement χ qui, à cause d'une température trop faible du jet, reste toujours en dehors des limites imposées par la situation astrophysique. Pour remédier à ce problème, il faudrait donc persévérer dans l'utilisation de matériaux de numéro atomique relativement élevé et augmenter la température du plasma par un dépôt d'énergie plus conséquent. L'accès à des installations laser plus énergétiques s'avérerait donc indispensable.

Enfin, une complète reproduction en laboratoire d'un jet de plasma astrophysique ne peut se faire sans l'introduction d'un champ magnétique qui aide à confiner l'expansion radiale

du jet. Une expérience a d'ailleurs récemment été proposée au LULI dans laquelle le jet se propagerait à travers des bobines conductrices produisant un champ magnétique pouvant aller jusqu'à 10 T. Elle devrait démontrer une meilleure collimation du jet résultant de la présence du champ magnétique.

Les chocs radiatifs

Nous nous sommes intéressés dans une deuxième partie sur les chocs radiatifs, suite aux travaux déjà engagés par T. Vinci [21] et L. Boireau [22] quelques années auparavant. Ils avaient tous deux démontré la faisabilité et la caractérisation sur le plan expérimental et numérique de chocs radiatifs. Nous avons ici voulu pousser l'étude plus loin en essayant de nous rapprocher de la frontière purement radiative où la pression radiative, dominante, structure le choc et modifie sa dynamique.

L'installation GEKKO XII de part son important nombre de faisceaux énergétiques nous a dans un premier temps permis d'atteindre des intensités plus importantes que celles obtenues précédemment sur l'installation LULI2000 bien que la variété de diagnostics soit restreinte aux seuls diagnostics visibles. Nous avons ainsi pu produire et observer pour la première fois la propagation de chocs à des vitesses pouvant atteindre en moyenne les 150 km/s jusqu'aux 225 km/s, obtenus une seule fois avec la totalité des faisceaux. L'interférométrie visible a permis de mettre en évidence un léger gradient de densité électronique en amont du choc, signe de la présence d'un précurseur radiatif, très localisé autour du front de choc. L'émission propre n'a cependant pas permis de le distinguer du front de choc, trop émissif.

L'introduction de diagnostics d'émission propre intégrée en temps nous a permis de réaliser des instantanés du choc et ont révélé la présence d'un phénomène imprévu en amont du front de choc : une émission se propage rapidement devant le front de choc en un pinceau lumineux, peu intense mais bien visible. Une confrontation avec l'interférométrie a confirmé la présence d'une perturbation locale de densité électronique et de température dont l'origine reste incertaine. Plusieurs hypothèses ont été formulées, reposant soit sur la présence d'électrons chauds dus à l'interaction laser/matière, soit sur un effet du préchauffage induit par les rayons X de la couronne, soit sur un possible effet du précurseur radiatif. De nombreuses simulations, autant Monte-Carlo (pour le transport des éventuels électrons chauds) que hydrodynamiques radiatives 2D, semblent invalider les deux premières hypothèses et faire tendre l'origine vers un possible nouvel effet radiatif. De récentes simulations 2D utilisant un traitement complet du rayonnement et préconisant des conditions de réflexion totales des parois semblent reproduire ce phénomène mais nécessitent plus d'analyse.

Nous avons néanmoins voulu vérifier la véracité de ces hypothèses et observer comment un changement des conditions initiales perturberait la dynamique du système. Une étude paramétrique du système avec le code MULTI a démontré la possibilité d'atteindre des vitesses proches en utilisant un bouclier plus lourd (Sn au lieu de Ti) qui devrait réduire le préchauffage. Une modification du milieu propageur au profit du Kr (au lieu de Xe initialement utilisé) caractérisé par un libre parcours moyen plus important devrait également augmenter la taille du précurseur. Nous avons effectivement observé un changement de comportement, l'émission amont devenant plus large et moins localisée autour de l'axe, une propriété liée

aux caractéristiques optiques du milieu.

L'évaluation du caractère radiatif du choc s'est enfin faite à travers l'estimation des nombres de Boltzmann Bo et de Mihalas R qui déterminent l'influence respective du flux radiatif et de la pression radiative par rapport à leurs homologues thermiques. La condition sur Bo ($Bo \ll 1$) étant aisément vérifiée sur toute installation laser de puissance, nous avons réussi à nous rapprocher de la limite $R \ll 1$ en passant d'une valeur de ~ 2000 (en 2006) à $\sim 10 - 30$ (en 2010) ce qui est une avancée considérable.

Il est possible d'améliorer l'étude en modifiant le schéma de la cible ou en rajoutant d'autres diagnostics nous permettant de sonder la structure et de déduire des paramètres additionnels comme la masse volumique ρ , la température électronique T_e ou la température ionique T_i par exemple. La radiographie X, qui a déjà donné de bons résultats sur les jets de plasma, peut également être implantée ici pourvu que les fenêtres et la source X soient adaptées en conséquence. Les raies He_α du Ti (4.75 keV) ou du Vanadium (5.2 keV) ainsi que des fenêtres fines de plastique ou de diamant transparents aux rayons X peuvent être un point de départ. Les faisceaux de protons peuvent également être un diagnostic complémentaire puisqu'ils permettent à la fois de sonder les chocs [133] et les champs électriques associés [134]. Une autre alternative serait d'implanter un diagnostic de diffusion Thomson à l'instar de l'expérience réalisée par Reighard *et al.* [135] qui a permis de déterminer les températures électronique et ionique et de mettre en évidence la situation hors-équilibre thermodynamique derrière le front de choc.

Les chocs d'accrétion dans les variables cataclysmiques magnétiques

La dernière partie fut consacrée à l'étude des chocs d'accrétion dans le cadre des variables cataclysmiques magnétiques de type *polaires*. L'important champ magnétique qui les caractérise empêche la formation d'un disque d'accrétion et conduit à la chute de la matière en une trajectoire balistique vers les pôles de la naine blanche sous la forme d'une colonne de plasma confinée par les lignes de champ. L'importante fonction de refroidissement associée à la zone choquée très chaude devrait au fur et à mesure de sa propagation à la stabilité du choc.

Le nouveau projet instauré en 2008, nommé POLAR (puis rebaptisé PAMAL), a pour buts premiers la reproduction et la caractérisation en laboratoire d'une colonne d'accrétion puis l'étude de la dynamique du choc retour. Dans le cas où la zone choquée émettent suffisamment pour permettre un ralentissement du choc, une éventuelle stabilité du choc serait étudiée comme objectif final.

Nous avons donc dans un premier temps proposé un schéma de cible composé d'un pous-seur de CH/Ti qui formera le futur flot de plasma, d'un tube de PMMA creux dans lequel la matière "accrétée" sera propagée et confinée et enfin d'un mur de quartz transparent qui s'apparentera à la photosphère de la naine blanche.

Les premiers résultats nous ont permis de relativement bien caractériser la dynamique du flot de plasma. Ce dernier se propage pour la plupart à une vitesse de ~ 100 km/s pour

atteindre le pré-plasma de quartz créé par les rayons X résiduels de la couronne qui n'ont pu être arrêtés par la couronne. L'ensemble des diagnostics visibles (ombroscopie, émission propre transverse et arrière) installés nous a également permis d'estimer de manière fiable cet instant de collision que nous avons pu confronter avec celui déterminé par les simulations numériques réalisées conjointement au LULI et au CEA.

Dès l'instant de collision, la brusque augmentation de densité de la matière choquée rend le milieu optiquement épais au rayonnement, ce qui se traduit par une extinction de l'émission au niveau du mur. Cette absence d'émission dure jusqu'à ce que toute la couche de Ti, très dense, soit accrétée vers le mur. La matière choquée, jusqu'à présent stagnante à cause de l'afflux de matière qui continuait à comprimer le milieu choqué, commence alors, sous l'impulsion induite par le gradient de densité et de pression, à remonter le tube dans un gradient de densité plus faible ce qui explique son accélération.

Afin de nous rapprocher le plus possible de la situation astrophysique, nous avons ajusté la taille du tube à 2 mm. La vitesse asymptotique du fluide a pu être atteinte tout en réduisant le plus possible l'amortissement du choc dû au pré-plasma de quartz. Une très bonne caractérisation de la dynamique du phénomène a pu être mise en évidence et confrontée aux simulations 2D réalisées au CEA. Deux régimes de vitesses caractéristiques du choc retour ont été dégagés selon les gradients de densités rencontrés par le flot de plasma. L'implantation de diagnostics d'émission propre ont fourni des images de très bonne qualité de l'émission propre produite au moment de la collision puis lors de la propagation du choc dans le quartz et ont démontré la bonne tenue du tube jusqu'à des temps supérieurs aux temps d'intérêt.

A l'instar des expériences sur les jets de plasmas, la pertinence astrophysique de ces expériences est partiellement vérifiée à l'aide des nombres sans dimension. Bien que le comportement hydrodynamique soit relativement bien respecté, les pertes radiatives sont toujours trop faibles et ne permettent pas la stabilité. L'utilisation d'installations laser plus énergétiques permettant de délivrer des densités d'énergie plus importantes sur de plus grandes durées devraient permettre d'atteindre des vitesses de flots (et donc des températures) d'autant plus grandes. Une modification de la cible incluant un réservoir de mousse devrait également permettre d'introduire un flot de masse plus important et plus constant.

Annexe A

Lois d'échelle à deux températures

Une partie du travail réalisé sur les variables cataclysmiques magnétiques s'est focalisée sur l'établissement des lois d'échelle. Le chapitre concerné ne permettant pas, par souci de synthèse, de décrire en détails leur établissement, nous consacrerons ici cette annexe à la présentation du travail réalisé sur ce sujet en collaboration étroite avec E. Falize (CEA/DAM).

D'une manière générale, deux flots sont *similaires* lorsqu'il existe un groupe de transformations permettant de passer de manière continue d'un système astrophysique à son homologue de laboratoire. Bien que les propriétés de similarités peuvent être directement déduites à partir de simples analyses dimensionnelles ([39], [41], [136]), nous leur préférons ici la méthode reposant sur les symétries homothétiques et en particulier sur les groupes de Lie à un paramètre ([137], [138]). Cette méthode sous-entend que les différentes grandeurs physiques caractéristiques respectivement de la situation astrophysique (notés X_i) et du laboratoire (notés \tilde{X}_i) sont liées par une transformation générale de la forme

$$X_i = \lambda^{\delta_i} \tilde{X}_i \quad (\text{A.1})$$

où λ est le paramètre du groupe, δ_i le paramètre de l'homothétie caractéristique de chaque grandeur normalisée. Nous introduirons donc pour chaque grandeur les relations liant les deux situations (astrophysique et laboratoire)

$$\begin{aligned} x &= \lambda^{\delta_1} \tilde{x} & v &= \lambda^{\delta_4} \tilde{v} & \Gamma &= \lambda^{\delta_7} \tilde{\Gamma} & \Lambda_o &= \lambda^{\delta_{10}} \tilde{\Lambda}_o \\ t &= \lambda^{\delta_2} \tilde{t} & P &= \lambda^{\delta_5} \tilde{P} & \Lambda &= \lambda^{\delta_8} \tilde{\Lambda} & \Gamma_o &= \lambda^{\delta_{11}} \tilde{\Gamma}_o \\ \rho &= \lambda^{\delta_3} \tilde{\rho} & P_e &= \lambda^{\delta_6} \tilde{P}_e & \rho_e &= \lambda^{\delta_9} \tilde{\rho}_e \end{aligned}$$

Lorsque la matière attirée par la forte interaction gravitationnelle de la naine blanche entre en collision avec sa photosphère, il se forme immédiatement un choc retour qui remonte la colonne d'accrétion (figure 5.4). Une grande partie de l'énergie cinétique accumulée durant la chute est alors convertie en rayonnement soit par effet bremsstrahlung soit par effet cyclotron (*i.e.* lorsque les électrons spiralent autour des lignes de champ). Ces importantes pertes d'énergie diminuent la pression dynamique de la matière choquée l'obligeant à décélérer. Une hauteur d'équilibre x_s est alors atteinte lorsque la matière a suffisamment de temps pour pouvoir refroidir.

L'établissement des propriétés de similarités et des lois d'échelle associées à des flots hydrodynamiques dont le rayonnement joue un rôle important a déjà été précédemment réalisé [32], [129] et plus particulièrement récemment dans le cadre des variables cataclysmiques magnétiques [125]. Cependant ces études se sont concentrées principalement sur les zones choquées où l'équilibre thermique entre les particules est atteint.

Nous allons ici généraliser cette étude en nous intéressant ici à une couche de refroidissement localisée directement après le front de choc sur une très faible épaisseur (en comparaison avec la longueur caractéristique du système). Dans ce milieu, le refroidissement se produit beaucoup plus rapidement que le couplage électrons \leftrightarrow ions. Bien que la distribution maxwellienne caractéristique de chacune des particules (électrons, ions) soit rapidement établie, l'équipartition des températures nécessite plus de temps du fait de l'important taux de pertes radiatives et de la différence de masses entre les particules [18]. Les électrons et les ions sont donc thermiquement découplés (fig. A.1) ; la température ionique reste très importante au niveau du front de choc que l'on peut alors qualifier de *choc ionique* tandis que les électrons se thermalisent de part et d'autre du choc donnant naissance un *précurseur électronique*.

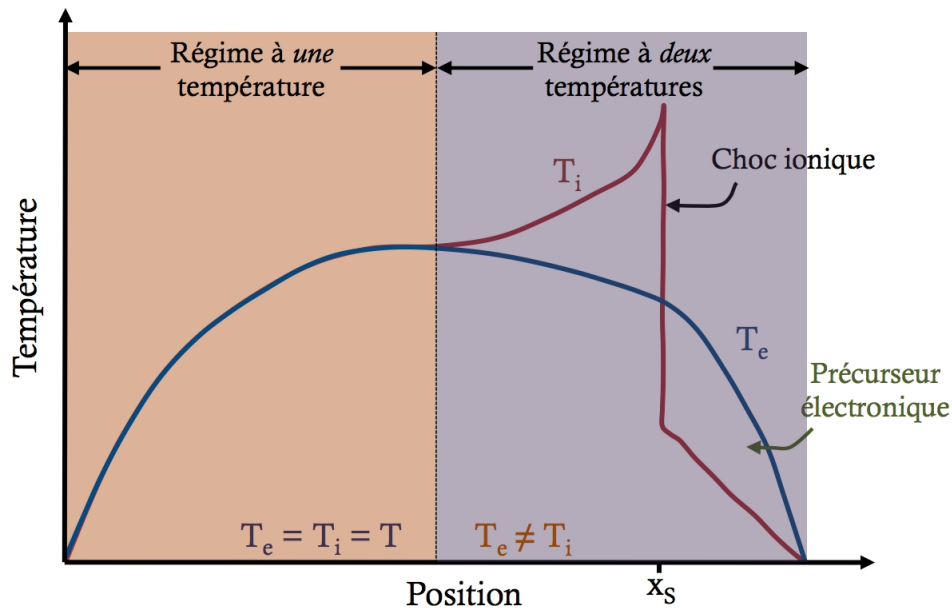


FIGURE A.1 Profils de températures adoptés de part et d'autre du front de choc dans le cadre de notre étude.

Il devient donc nécessaire de prendre en compte les effets engendrés par une différence de températures entre ces deux types de particules. La dynamique d'un tel plasma peut être décrite par les équations suivantes [139]

$$\text{Masse} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (\text{A.2})$$

$$\text{Impulsion} \quad \rho \frac{d\vec{v}}{dt} + \vec{\nabla} P = 0 \quad (\text{A.3})$$

$$\text{Energie (Ions)} \quad \frac{dP}{dt} - \gamma \frac{P}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -(\gamma - 1) \Lambda \quad (\text{A.4})$$

$$\text{Energie (Electrons)} \quad \frac{dP_e}{dt} - \gamma \frac{P_e}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = (\gamma - 1) [\Gamma_{ei} - \Lambda] \quad (\text{A.5})$$

avec ρ la densité, \vec{v} la vitesse, P la pression, P_e la pression partielle électronique, γ l'indice adiabatique, Λ la fonction de refroidissement et Γ_{ei} le taux d'échange d'énergie entre électrons et ions. Afin de simplifier l'étude, nous considérons ici une évolution des pressions partielles électronique et ionique selon une loi de gaz parfait soit

$$P_e = \frac{\rho_e k_B T_e}{\mu m_H} \quad \text{et} \quad P_i = \frac{\rho_i k_B T_i}{\mu m_H} \quad (\text{A.6})$$

où ρ_e et ρ_i sont respectivement les densités électronique et ionique ; T_e et T_i respectivement les températures électronique et ionique ; k_B la constante de Boltzmann.

La fonction de refroidissement Λ et le taux d'échange d'énergie Γ_{ei} dépendent tous deux des variables hydrodynamiques du système et plus particulièrement de la densité ρ et de la pression électronique P_e . Nous admettons que Λ suit la loi de puissance par Imamura *et al.* [140]

$$\Lambda(\rho, P, x) = \Lambda_o \rho^\alpha P_e^\beta (x + X_o)^\theta \simeq \overline{\Lambda_o}(x) \rho^\alpha \quad (\text{A.7})$$

où Λ_o , α , β , θ et X_o sont cinq constantes [31], [118]. Cette forme très générale est utilisée pour décrire différents régimes de refroidissement. Elle est motivée par le fait que le refroidissement est proportionnel à l'opacité ($\Lambda \propto \kappa_P \sigma T^4$ avec κ_P l'opacité et T la température) et peut être représenté par une loi de puissance en fonction de la densité ρ et de la température T pour les hautes températures. Nous retrouvons le cas particulier d'un plasma optiquement épais où $\theta = 0$ et qui lève la dépendance en x . Le refroidissement par bremsstrahlung est caractérisé par $\Lambda^{\text{brem}} \propto \rho^2 T^{1/2}$ [126] tandis que celui associé au rayonnement cyclotron est de la forme $\Lambda_{\text{opt. fin}}^{\text{cycl}} \propto \rho^{0.15} T^{2.5}$ [127] ou $\Lambda_{\text{opt. épais}}^{\text{cycl}} \propto \rho^{0.15} T^{2.5} x^{-0.85}$ [128].

Le terme d'échange d'énergie électrons \leftrightarrow ions dépend directement des densités électronique n_e et ionique n_i ainsi que de leur température respective puisque c'est le déséquilibre de températures qui est à l'origine de cet échange. Nous adopterons donc la formulation introduite par Spitzer en 1962 [47] qui exprime le taux d'échange comme étant égal à

$$\Gamma_{ei} = \frac{4\sqrt{2}\pi e^4 n_e n_i \ln C}{m_e c} \left[\frac{\Theta_i - (m_e/m_i) \Theta_e}{(\Theta_e + \Theta_i)^{3/2}} \right] \quad \text{avec} \quad \Theta_{e,i} = \frac{k_B T_{e,i}}{m_{e,i} c^2} \quad (\text{A.8})$$

Cette expression peut se présenter en fonction de la densité ρ et des températures ionique T_i et électronique T_e

$$\Gamma_{ei} = \Gamma_o \rho^2 \left[\frac{T_i - T_e}{(T_e + m_e T_i / m_i)^{3/2}} \right] \quad \text{avec} \quad \Gamma_o = \frac{4 \sqrt{2\pi} e^4 \ln C}{m_e \sqrt{k_B} m_i^{3/2}} \quad (\text{A.9})$$

où m_e et m_i sont les masses électronique et ionique, k_B la constante de Boltzmann, e la charge élémentaire et $\ln C$ le logarithme coulombien. Cette expression est un cas particulier que nous pouvons généraliser en une loi de puissance dépendant de la densité et de la pression électronique selon

$$\Gamma_{ei} \simeq \Gamma_o(x) \rho^\mu P_e^\nu \quad (\text{A.10})$$

où μ et ν sont deux constantes caractérisant le processus de chauffage. Dans le cas particulier présenté dans [47], $\mu = 5/2$ et $\nu = -1/2$. L'étude de ce régime de températures est particulièrement importante car il modifie profondément la structure de la colonne d'accrétion et entraîne l'émission d'un spectre beaucoup plus énergétique (rayons X plus durs) que ne prévoyait une étude à une seule température dans les mêmes conditions astrophysiques (masse de la naine blanche et intensité du champ magnétique) [141].

Une fois l'introduction des groupes d'homothétie et des grandeurs physiques associées, nous réalisons pour chacune des équations de conservation (équ. A.2, A.3, A.4 et A.5) une transformation du système astrophysique vers le laboratoire ($X \rightarrow \tilde{X}$). L'équivalence entre les deux systèmes nous conduit à l'établissement de chaque paramètre δ_i en fonction de trois paramètres libres. Nous avons choisi ici de laisser libres les paramètres liant les densités et les constantes physiques Γ_o et Λ_o . Nous obtenons donc, dans le cas le plus général (avec α , β , μ et ν les constantes associées au refroidissement et à l'échange de chaleur), les lois d'échelle suivantes

$$\frac{\rho}{\tilde{\rho}} = a \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{\Gamma_o}{\tilde{\Gamma}_o} = b \quad (\text{A.12})$$

$$\frac{\Lambda_o}{\tilde{\Lambda}_o} = c \quad (\text{A.13})$$

$$\frac{t}{\tilde{t}} = a^{-\frac{\mu[\beta-1]+\alpha[1-\nu]}{\beta-\nu}} b^{-\frac{\beta-1}{\beta-\nu}} c^{\frac{\nu-1}{\beta-\nu}} \quad (\text{A.14})$$

$$\frac{x}{\tilde{x}} = a^{\frac{3[\mu-\alpha]+\nu-\beta+2[\alpha\nu-\mu\beta]}{2(\beta-\nu)}} b^{\frac{3-2\beta}{2(\beta-\nu)}} c^{\frac{2\nu-3}{2(\beta-\nu)}} \quad (\text{A.15})$$

$$\frac{v}{\tilde{v}} = a^{\frac{\mu+\nu-[\alpha+\beta]}{2(\beta-\nu)}} b^{\frac{1}{2(\beta-\nu)}} c^{\frac{1}{2(\nu-\beta)}} \quad (\text{A.16})$$

$$\frac{P}{\tilde{P}} = a^{\frac{\mu-\alpha}{\beta-\nu}} b^{\frac{1}{\beta-\nu}} c^{\frac{1}{\nu-\beta}} \quad (\text{A.17})$$

Il est important de noter que cette étude des propriétés de similarités ne repose pas simplement sur une analyse dimensionnelle ainsi que sur une transformation d'unités. Afin

d'assurer une complète connexion entre le phénomène astrophysique et celui produit en laboratoire, les conditions initiales et les conditions aux limites doivent être également vérifiées. L'invariance des équations de conservations par le groupe d'homothétie fait également apparaître un ensemble de nombres sans dimension appelés *invariants* du système considéré.

$$I_1 = \frac{v t}{x} = St \quad \text{Nombre de Strouhal} \quad (\text{A.18})$$

$$I_2 = \frac{v t}{x} = \gamma \quad \text{Coefficient polytropique} \quad (\text{A.19})$$

$$I_3 = \frac{P t}{\rho v x} = Eu \times St = \frac{St}{\gamma \mathcal{M}} \quad (\text{A.20})$$

$$I_4 = \frac{P_e t}{\rho v x} = Eu \times St = \frac{St}{\gamma \mathcal{M}_e} \quad (\text{A.21})$$

$$I_5 = \frac{\Gamma_{ei} t}{P} \quad (\text{A.22})$$

$$I_6 = \frac{\Lambda t}{P} \propto \frac{t}{t_{cool}} \quad (\text{A.23})$$

$$I_7 = \frac{P}{P_e} \quad (\text{A.24})$$

$$I_8 = \frac{T_e}{T_i} \quad (\text{A.25})$$

Nous pouvons donc dégager 8 contraintes supplémentaires qu'il faut vérifier pour assurer la correspondance entre le système astrophysique et celui du laboratoire. Ce cas généralise celui à une température ($T_e = T_i = T \rightarrow \Gamma_{ei} = 0$) introduit par Falize *et al.* [37], [125] dans lequel les équations A.4 et A.5 deviennent équivalentes (à un signe près) et qui réduit le nombre d'invariants à vérifier.

Bibliographie

- [1] ROGERS, F. J. and IGLESIAS, C. A. *Astrophysical opacity*. Science, 263 (1994), pp. 50 – 55.
- [2] ROGERS, F. J. and IGLESIAS, C. A. *Opacity of stellar matter*. Space Science Reviews, 85 (1998), pp. 61 – 70.
- [3] CHENAIS-POPOVICS, C. *Astrophysics in laboratory : Opacity measurements*. Laser and Particle Beams, 20 (2002), pp. 291 – 298.
- [4] WANG, F. L., ZHAO, G. and YUAN, J. M. *Electronic structure and radiative opacity of the metallic elements in hot and dense stellar material*. Astrophysical Journal, 600 (2004), pp. 963 – 971.
- [5] CELLIERS, P. M., COLLINS, G. W., HICKS, D. G., KOENIG, M., HENRY, E., BENUZZI-MOUNAIX, A., BATANI, D., BRADLEY, D. K., DA SILVA, L. B., WALLACE, R. J., MOON, S. J., EGGERT, J. H., LEE, K. K. M., BENEDETTI, L. R., JEANLOZ, R., MASCLET, I., DAGUE, N., MARCHET, B., RABEC LE GLOHAEC, M., REVERDIN, C., PASLEY, J., WILLI, O., NEELY, D. and DANSON, C. *Electronic conduction in shock-compressed water*. Physics of Plasmas, 11 (2004), pp. L41 – L44.
- [6] HUSER, G., KOENIG, M., BENUZZI-MOUNAIX, A., HENRY, E., VINCI, T., FARAL, B., TOMASINI, M., TELARO, B. and BATANI, D. *Interface velocity of laser shocked Fe/LiF targets*. Physics of Plasmas, 11 (2004), pp. L61 – L64.
- [7] KNUDSON, M. D., HANSON, D. L., BAILEY, J. E., HALL, C. A., ASAY, J. R. and DEENEY, C. *Principal Hugoniot, reverberating wave and mechanical reshock measurements of liquid deuterium to 400 gpa using plate impact techniques*. Physical Review B, 69 (2004), pp. 144209 – 144220.
- [8] KOENIG, M., HENRY, E., HUSER, G., BENUZZI-MOUNAIX, A., FARAL, B., MARTINOLLI, E., LEPAPE, S., VINCI, T., BATANI, D., TOMASINI, M., TELARO, B., LOUBEYRE, P., HALL, T., CELLIERS, P. M., COLLINS, G. W., DA SILVA, L. B., CAUBLE, R., HICKS, D. G., BRADLEY, D. K., MACKINNON, A., PATEL, P., EGGERT, J. H., PASLEY, J., WILLI, O., NEELY, D., NOTLEY, M., DANSON, C., BORGHESI, M., ROMAGNANI, L., BOEHLY, T. and LEE, K. K. M. *High pressures generated by laser driven shocks : Applications to planetary physics*. Nuclear Fusion, 44 (2004), pp. S208 – S214.
- [9] SAUMON, D. and GUILLOT, T. *Shock compression of deuterium and the interiors of Jupiter and Saturn*. Astrophysical Journal, 609 (2004), pp. 1170 – 1180.

- [10] DRAKE, R. P., LEIBRANDT, D. R., HARDING, E. C., KURANZ, C. C., BLACKBURN, A., ROBEY, H. F., REMINGTON, B. A., EDWARDS, M. J., MILES, A. R., PERRY, T. S., WALLACE, R. J., LOUIS, H., KNAUER, J. P. and ARNETT, D. *Nonlinear mixing behavior of the three-dimensional Rayleigh-Taylor instability at a decelerating interface*. Physics of Plasmas, 11 (2004), pp. 2829 – 2837.
- [11] MILES, A. R., BRAUN, D. G., EDWARDS, M. J., ROBEY, H. F., DRAKE, R. P. and LEIBRANDT, D. R. *Numerical simulation of supernova-relevant laser-driven hydro experiments on OMEGA*. Physics of Plasmas, 11 (2004), pp. 3631 – 3645.
- [12] DRAKE, R. P., ROBEY, H. F., HURRICANE, O. A., ZHANG, Y., REMINGTON, B. A., KNAUER, J. P., GLIMM, J., ARNETT, D., KANE, J. O., BUDIL, K. S. and GROVE, J. *Experiments to produce a hydrodynamically unstable, spherically diverging system of relevance to instabilities in supernovae*. Astrophysical Journal, 564 (2002), pp. 896 – 908.
- [13] FOSTER, J. M., WILDE, B. H., ROSEN, P. A., WILLIAMS, R. J. R., BLUE, B. E., COKER, R. F., DRAKE, R. P., FRANK, A., KEITER, P. A., KHOKHLOV, A. M., KNAUER, J. P. and PERRY, T. S. *High-energy-density laboratory astrophysics studies of jets and bow shocks*. Astrophysical Journal, Letters, 634 (2005), pp. L77 – L80.
- [14] FOORD, M. E., HEETER, R. F., VAN HOOF, P. A. M., THOE, R. S., BAILEY, J. E., CUNEO, M. E., CHUNG, H.-K., LIEDAHL, D. A., FOURNIER, K. B., CHANDLER, G. A., JONAUSKAS, V., KISIELIUS, R., MIX, L. P., RAMSBOTTOM, C., SPRINGER, P. T., KEENAN, F. P., ROSE, S. J. and GOLDSTEIN, W. H. *Charge-state distribution and Doppler effect in an expanding photoionized plasma*. Physical Review Letters, 93 (2004), no. 055002.
- [15] DRAINE, B. T. and MCKEE, C. F. *Theory of interstellar shocks*. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 31 (1993), pp. 373 – 432.
- [16] CHAKRABARTI, S. and TITARCHUK, L. G. *Spectral properties of accretion disks around galactic and extragalactic black holes*. Astrophysical Journal, 455 (1995), p. 623.
- [17] DRAKE, R. P. *Radiative shocks in astrophysics and the laboratory*. Astrophysics and Space Science, 298 (2005), pp. 49–59.
- [18] ZEL'DOVICH, Y. B. and RAIZER, Y. P. *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena* (New York, Dover (2002), Academic Press (1966), 1966).
- [19] BOUQUET, S., TEYSSIER, R. and CHIÈZE, J. P. *Analytical study and structure of a stationary radiative shock*. Astrophysical Journal Supplement Series, 127 (2000), pp. 245–252.
- [20] LOUPIAS, B. *Etude expérimentale de la formation et de la propagation de jets de plasma créés par un laser de puissance : application à l'astrophysique de laboratoire*. Ph.D. thesis, Ecole Polytechnique (2008).
- [21] VINCI, T. *Les chocs radiatifs générés par les lasers à haute énergie : une opportunité pour l'astrophysique de laboratoire*. Ph.D. thesis, Ecole Polytechnique (2006).
- [22] BOIREAU, L. *Dimensionnement et analyse d'expériences astrophysiques auprès des lasers de puissance*. Ph.D. thesis, Observatoire de Paris-Meudon (2005).

- [23] GONZÁLEZ, M. *Contribution à l'étude numérique de l'hydrodynamique radiative : des expériences de chocs radiatifs aux jets astrophysiques*. Ph.D. thesis, Université Paris-Sud XI (2006).
- [24] COMMITTEE ON HIGH ENERGY DENSITY PLASMA PHYSICS. *Frontiers in High Energy Density Physics : the X-games of contemporary science*. Tech. rep., National Research Council (NRC) (2003).
- [25] REMINGTON, B. A. *High energy density laboratory astrophysics*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 47 (2005), pp. A191–A203.
- [26] MORA, P. *Theoretical model of absorption of laser light by a plasma*. Physics of Fluids, 25 (1982), no. 6, p. 1051.
- [27] FABBRO, R., FARAL, B., VIRMONT, J., COTTET, F., ROMAIN, J. P. and PÉPIN, H. *Experimental study of ablation pressures and target velocities obtained in 0.26 μm wavelength laser experiments in planar geometry*. Physics of Fluids, 28 (1985), pp. 3414–3423.
- [28] LEBEDEV, S. V., CIARDI, A., AMPLEFORD, D. J., BLAND, S. N., BOTT, S. C., CHITTENDEN, J. P., HALL, G. N., RAPLEY, J., JENNINGS, C., SHERLOCK, M., FRANK, A. and BLACKMAN, E. G. *Production of radiatively cooled hypersonic plasma jets and links to astrophysical jets*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 47 (2005), p. 465.
- [29] AMPLEFORD, D. J., LEBEDEV, S. V., CIARDI, A., BLAND, S. N., BOTT, S. C., HALL, G. N., NAZ, N., JENNINGS, C. A., SHERLOCK, M., CHITTENDEN, J. P., PALMER, J. B. A., FRANK, A. and BLACKMAN, E. G. *Supersonic radiatively cooled rotating flows and jets in the laboratory*. Physical Review Letters, 100 (2008), no. 035001.
- [30] LEBEDEV, S. V., CIARDI, A., AMPLEFORD, D. J., BLAND, S. N., BOTT, S. C., CHITTENDEN, J. P., HALL, G. N., RAPLEY, J., JENNINGS, C. A., FRANK, A., BLACKMAN, E. G. and LERY, T. *Magnetic tower outflows from a radial wire array Z-pinch*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 361 (2005), pp. 91 – 108.
- [31] DRAKE, R. P. *High-Energy-Density Physics : Fundamentals, Inertial Fusion and Experimental Astrophysics* (Springer, 2006).
- [32] FALIZE, E. *Similitudes et autosimilarité en physique des hautes densités d'énergie : Application à l'Astrophysique de Laboratoire*. Ph.D. thesis, Commissariat à l'Energie Atomique - Observatoire de Paris-Meudon (2008).
- [33] FALIZE, E., LOUPIAS, B., DIZIÈRE, A., RAVASIO, A., GREGORY, C. D., CAVET, C., MICHAUT, C., KOENIG, M., LEIDINGER, J. P., RIBEYRE, X., NAZAROV, W., BARROSO, P., MILLERIOUX, M., CHEVROT, M. and LECONTE, L. *Similarity concepts and scaling laws of the accreted column in magnetic cataclysmic variables : the polar project*. Société Française d'Astronomie et d'Astrophysique, (2009), pp. 275 – 278.
- [34] TAKABE, H. *Astrophysics with intense and ultra-intense lasers - "Laser Astrophysics"*. Progress of Theoretical Physics Supplement, (2001), no. 143, pp. 201 – 265.

- [35] RYUTOV, D. D. and REMINGTON, B. A. *A "perfect" hydrodynamic similarity and effect of the Reynolds number on the global scale motion*. Physics of Plasmas, 10 (2003), no. 2629.
- [36] BASKO, M. M. and JOHNER, J. *Ignition energy scaling of inertial confinement fusion targets*. Nuclear Fusion, 38 (1998), no. 1779.
- [37] FALIZE, E., BOUQUET, S. and MICHAUT, C. *Scaling laws for radiating fluids - the pillar of laboratory astrophysics*. Astrophysics and Space Science, 322 (2009), pp. 107–111.
- [38] GUILLOT, T. *Interiors of giant planets inside and outside the Solar System*. Science, 296 (1999), pp. 72 – 77.
- [39] RYUTOV, D. D., DRAKE, R. P., KANE, J., LIANG, E., REMINGTON, B. A. and WOOD-VASEY, W. M. *Similarity criteria for the laboratory simulation of supernova hydrodynamics*. Astrophysical Journal, 518 (1999), pp. 821–832.
- [40] KANE, J. O., ARNETT, D., REMINGTON, B. A., GLENDINNING, S. G., BAZAN, G., DRAKE, R. P., FRYXELL, B. A., TEYSSIER, R. and MOORE, K. *Scaling supernova hydrodynamics to the laboratory*. Physics of Plasmas, 6 (1999), no. 2065.
- [41] RYUTOV, D. D., DRAKE, R. P. and REMINGTON, B. A. *Criteria for scaled laboratory simulations of astrophysical MHD phenomena*. Astrophysical Journal Supplement Series, 127 (2000), pp. 465 – 468.
- [42] RAYLEIGH, L. *Investigation of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density*. Proceedings of the London Mathematical Society, 14 (1883), pp. 170 – 177.
- [43] TAYLOR, S. G. I. *The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, 201 (1950), no. 1065, pp. 192 – 196.
- [44] RICHTMEYER, R. D. *Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids*. Communications on Pure and Applied Mathematics, 13 (1960), no. 2, pp. 297 – 319.
- [45] MESHKOV, E. E. *Instability of the interface of two gases accelerated by a shock wave*. Soviet Fluid Dynamics, 4 (1969), no. 5, pp. 101 – 104.
- [46] BRAGINSKII, S. I. *Transport processes in a plasma* (Consultants Bureau, New York, 1965).
- [47] SPITZER, L. *Physics of fully ionized gases* (Interscience Tracts on Physics and Astronomy, New York, 1965).
- [48] MIHALAS, D. and WEIBEL-MIHALAS, B. *Foundations of radiation hydrodynamics* (Dover, 1999).
- [49] HENRY, E. *Equation d'état de l'eau comprimée par choc laser*. Ph.D. thesis, Ecole Polytechnique (2004).
- [50] HALL, T., BENUZZI, A., BATANI, D., BERETTA, D., BOSSI, S., FARAL, B., KOENIG, M., KRISHNAN, J., LÖAUTWER, T. and MAHDIEH, M. *Color temperature measurement in laser-driven shock waves*. Physical Review E, 55 (1997), no. 6, pp. R6356 – R6359.

- [51] Hamamatsu, Japon. *Universal streak camera C5680 Series - Measurements ranging from X-ray to near infrared with a temporal resolution of 2 ps.*
- [52] BENUZZI, A., DE WISPELAERE, E., KRISHNAN, J., DESCHAMPS, D., KOENIG, M. and MALKA, V. *Calibration temporelle et spectrale d'une caméra visible à balayage de fente.* Tech. rep., LULI (1995).
- [53] HUTCHINSON, I. H. *Principles of Plasma Diagnostics* (Cambridge University Press, 1994).
- [54] KEILMANN, F. *An infrared schlieren interferometer for measuring electron density profiles.* Plasma Physics, 14 (1972), pp. 111 – 122.
- [55] BORN, W. and WOLF, E. *Principles of Optics* (Oxford, 1964).
- [56] BENATTAR, R., POPOVICS, C. and SIGEL, R. *Polarized light interferometer for laser fusion studies.* Review of Scientific Instruments, 50 (1979), no. 12, pp. 1583 – 1586.
- [57] GREGORY, C. D. *Astrophysical jet experiments with laser-produced plasmas.* Ph.D. thesis, University of York, Department of Physics (2007).
- [58] LISITSYN, I. V., KOHNO, S., KATSUKI, S. and AKIYAMA, H. *Effect of laser beam deflection on the accuracy of interferometer measurements.* Review of Scientific Instruments, 69 (1998), pp. 1584 – 1586.
- [59] HIPPEL, M., WOISETSCHLÄGER, J., REITERER, P. and NEGER, T. *Digital evaluation of interferograms.* Measurements, 36 (2004), pp. 53 – 66.
- [60] BOCKASTEN, K. *Transformation of observed radiance into radial distribution of emission of a plasma.* Journal of the Optical Society of America, 51 (1961), no. 9, pp. 943 – 947.
- [61] HAMMEL, B. A., GRISWOLD, D., LANDEN, O. L., PERRY, T. S., REMINGTON, B. A., MILLER, P. L., PEYSER, T. A. and KILKENNY, J. D. *X-ray radiographic measurements of radiation-driven shock and interface motion in solid density material.* Physics of Fluids, 5 (1993), pp. 2259 – 2264.
- [62] RAVASIO, A. *Novel diagnostics for Warm Dense Matter : Applications to shock compressed target.* Ph.D. thesis, Ecole Polytechnique (2007).
- [63] AGLITSKIY, Y., LEHECKA, T., OBENSCHAIN, S., BODNER, S., PAWLEY, C., GERBER, K., SETHIAN, J., BROWN, C. M., SEELY, J., FELDMAN, U. and HOLLAND, G. *High resolution monochromatic X-ray imaging system based on spherically bend crystals.* Applied Optics, 37 (1998), pp. 5253 – 5261.
- [64] KOENIG, M., FARAL, B., BOUDENNE, J. M., BATANI, D., BENUZZI, A. and BOSSI, S. *Optical smoothing techniques for shock waves generation in laser-produced plasmas.* Physical Review E, 50 (1994), pp. 3314 – 3317.
- [65] KATO, Y., MIMA, K., MIYANAGA, N., ARINAGA, S., KITAGAWA, Y., NAKATSUKA, M. and YAMANAKA, C. *Random phasing of high-power lasers for uniform target acceleration and plasma-instability suppression.* Physical Review Letters, 53 (1984), pp. 1057 – 1060.

- [66] STEVENSON, R. M., NORMAN, M. J., BETT, T. H., PEPLER, D. A., DANSON, C. N. and ROSS, I. N. *Binary-phase zone plate arrays for the generation of uniform focal profiles*. Optics Letters, 19 (1994), no. 6, pp. 363 – 365.
- [67] BETT, T. H., DANSON, C. N., JINKS, P., PEPLER, D. A., ROSS, I. N. and STEVENSON, R. M. *Binary phase zone-plate arrays for laser-beam spatial-intensity distribution conversion*. Applied Optics, 34 (1995), no. 20, pp. 4025 – 4036.
- [68] SHU, F. H., ADAMS, F. C. and LIZANO, S. *Star formation in molecular clouds - observation and theory*. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 25 (1987), pp. 23 – 81.
- [69] ANDRÉ, P., WARD-THOMPSON, D. and BARSONY, M. *Submillimeter continuum observations of Rho Ophiuchi A - the candidate protostar VLA 1623 and prestellar clumps*. Astrophysical Journal, 406 (1993), pp. 122 – 141.
- [70] LARSON, R. B. *Numerical calculations of the dynamics of a collapsing proto-star*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 145 (1969), pp. 271 – 295.
- [71] PRIALNIK, D. *An introduction to the theory of stellar structure and evolution* (Cambridge University Press, 2000).
- [72] HERBIG, G. H. *The properties and problems of T-Tauri stars and related objects*. Advances in Astronomy and Astrophysics, 1 (1962), pp. 47 – 103.
- [73] REIPURTH, B. and BALLY, J. *Herbig-Haro flows : Probes of early stellar evolution*. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 39 (2001), pp. 403 – 455.
- [74] GOUVEIA DAL PINO, E. M. *Astrophysical jets and outflows*. Advances in Space Research, 35 (2005), pp. 908 – 924.
- [75] MORSE, J. A., HARTIGAN, P., CECIL, G., RAYMOND, J. C. and HEATHCOTE, S. *The bow shock and Mach disk of HH34*. Astrophysical Journal, 339 (1992), pp. 231 – 245.
- [76] COHEN, M., EMERSON, J. P. and BEICHMAN, C. A. *A reexamination of luminosity sources in T Tauri stars. I - Taurus-Auriga*. Astrophysical Journal, 339 (1989), pp. 455 – 473.
- [77] CABRIT, S., EDWARD, S., STROM, S. E. and STROM, K. M. *Forbidden-line emission and infrared excesses in T Tauri stars : evidence for acceleration-driven mass loss ?* Astrophysical Journal, 354 (1990), pp. 687 – 700.
- [78] CANTÓ, J., TENORIO-TAGLE, G. and RÓYCZKA, M. *The formation of interstellar jets by the convergence of supersonic conical flows*. Astronomy and Astrophysics, 192 (1988), pp. 287 – 294.
- [79] LADA, C. J. *Cold outflows, energetic winds and enigmatic jets around young stellar objects*. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 23 (1985), pp. 267 – 317.
- [80] FEIGELSON, E. D. and MONTMERLE, T. *High-energy processes in Young Stellar Objects*. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 37 (1999), pp. 363 – 408.
- [81] BALBUS, S. A. and HAWLEY, J. F. *A powerful local shear instability in weakly magnetized disks*. Astrophysical Journal, 376 (1991), pp. 214 – 233.

- [82] BLANDFORD, R. D. and PAYNE, D. G. *Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 199 (1982), pp. 883 – 903.
- [83] CIARDI, A., LEBEDEV, S. V., CHITTENDEN, J. P., AMPLEFORD, D. J., BLAND, S. N., BOTT, B. S. and RAPLEY, J. *Modeling magnetic tower jets in the laboratory*. Astrophysics and Space Science, 298 (2005), pp. 277 – 286.
- [84] HARTIGAN, P. *The visibility of the Mach disk and the bow shock of a stellar jet*. Astrophysical Journal, 339 (1989), pp. 987 – 999.
- [85] BLONDIN, J. M., KÖNIGL, A. and FRYXELL, B. A. *Herbig-Haro objects as the heads of radiative jets*. Astrophysical Journal, 337 (1989), pp. L37 – L40.
- [86] BLONDIN, J. M., FRYXELL, B. A. and KÖNIGL, A. *The structure and evolution of radiatively cooling jets*. Astrophysical Journal, 360 (1990), pp. 370 – 386.
- [87] MUNDT, R., BRUGEL, E. W. and BUEHRKE, T. *Jets from young stars - CCD imaging, long-slit spectroscopy and interpretation of existing data*. Astrophysical Journal, 319 (1987), pp. 275 – 303.
- [88] RYUTOV, D. D., REMINGTON, B. A., ROBEY, H. F. and DRAKE, R. P. *Magnetohydrodynamic scaling : from astrophysics to the laboratory*. Physics of Plasmas, 8 (2001), pp. 1804 – 1816.
- [89] LOGORY, L. M., MILLER, P. L. and STRY, P. E. *NOVA high-speed jet experiments*. Astrophysical Journal Supplement Series, 127 (2000), no. 2, pp. 423 – 428.
- [90] FARLEY, D. R., ESTABROOK, K. G., GLENDINNING, S. G., GLENZER, S. H., REMINGTON, B. A., SHIGEMORI, K., STONE, J. M., WALLACE, R. J., ZIMMERMAN, G. B. and HARTE, J. A. *Radiative jets experiments of astrophysical interest using intense lasers*. Physical Review Letters, 83 (1999), no. 10, pp. 1982 – 1985.
- [91] SHIGEMORI, K., KODAMA, R., FARLEY, D. R., KOASE, T., ESTABROOK, K. G., REMINGTON, B. A., RYUTOV, D. D., OCHI, Y., AZECHI, H., STONE, J. M. and TURNER, N. *Experiments on radiative collapse in laser-produced plasmas relevant to astrophysical jets*. Physical Review E, 62 (2000), no. 6, pp. 8838 – 8841.
- [92] NILSON, P. M., WILLINGALE, L., KALUZA, M. C., KAMPERIDIS, C., MINARDI, S., WEI, M. S., FERNANDES, P., NOTLEY, M., BANDYOPADHYAY, S., SHERLOCK, M., KINGHAM, R. J., TATARAKIS, M., NAJMUDIN, Z., ROZMUS, W., EVANS, R. G., HAINES, M. G., DANGOR, A. E. and KRUSHELNICK, K. *Magnetic reconnection and plasma dynamics in two-beam laser-solid interactions*. Physical Review Letters, 97 (2006), no. 255001.
- [93] HSU, S. C. and BELLAN, P. M. *A laboratory plasma experiment for studying magnetic dynamics of accretion discs and jets*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 334 (2002), no. 2, pp. 257 – 261.
- [94] YOU, S., YUN, G. S. and BELLAN, P. M. *Dynamic and stagnating plasma flow leading to magnetic-flux-tube collimation*. Physical Review Letters, 95 (2005), no. 045002.
- [95] NICOLAÏ, P., STENZ, C., KASPERCZUK, A., PISARCZYK, T., KLIR, D., JUHA, L., MASEK, K., PFEIFER, M., ROHLENA, K., SKALA, J., TIKHONCHUK, V., RIBEYRE,

- X., GALERA, S., SCHURTZ, G., ULLSCHMIED, J., KALAL, M., KRAVARIK, J., KUBES, P., PISARCZYK, P. and SCHLEGEL, T. *Studies of supersonic, radiative plasma jet interaction with gases at the Prague Asterix Laser System facility*. Physics of Plasmas, 15 (2008), no. 082701.
- [96] MIZUTA, A., YAMADA, S. and TAKABE, H. *Numerical analysis of jets produced by intense laser*. Astrophysical Journal, 567 (2002), pp. 635 – 642.
- [97] GREGORY, C. D., HOWE, J., LOUPIAS, B., MYERS, S., NOTLEY, M. M., SAKAWA, Y., OYA, A., KODAMA, R., KOENIG, M. and WOOLSEY, N. C. *Astrophysical jets experiments with colliding laser-produced plasmas*. Astrophysical Journal, 676 (2008), pp. 420 – 426.
- [98] LOUPIAS, B., KOENIG, M., FALIZE, E., BOUQUET, S., OZAKI, N., BENUZZI-MOUNAIX, A., VINCI, T., MICHAUT, C., RABEC LE GLOHAEC, M., NAZAROV, W., COURTOIS, C., AGLITSKIY, Y., FAENOV, A. Y. and PIKUZ, T. *Supersonic-jet experiments using high-energy laser*. Physical Review Letters, 99 (2007), no. 265001.
- [99] NIKITIN, S. P., GRUN, J., AGLITSKIY, Y., MANKA, C., ZABETAKIS, D., VELIKOVICH, A. L. and MILLER, C. *Production of cumulative jets by ablatively-driven implosion of hollow cones and wedges*. Physics of Plasmas, 15 (2008), no. 050703.
- [100] CHOU, P. C., CARLEONE, J. and KARPP, R. R. *Criteria for jet formation from impinging shells and plates*. Journal of Applied Physics, 47 (1976), no. 7, pp. 2975 – 2981.
- [101] RAMIS, R., SCHMALZ, R. and MEYER-TER-VEHN, J. *A computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics*. Computer Physics Communications, 49 (1988), pp. 475–505.
- [102] HENKE, B. L., GULLIKSON, E. M. and DAVIS, J. C. *X-ray interactions : Photoabsorption, scattering, transmission and reflection at $E = 50 - 30,000$ ev, $Z = 1 - 92$* . Atomic Data and Nuclear Data Tables, 54 (1993), no. 2, pp. 181 – 342.
- [103] MCKEE, C. F. and HOLLENBACH, D. J. *Interstellar shock waves*. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 18 (1980), pp. 219 – 262.
- [104] DRAKE, R. P. *Theory of radiative shocks in optically thick media*. Physics of Plasmas, 14 (2007), no. 043301.
- [105] SUTHERLAND, P. G. *Gamma-rays and X-rays from supernovae*. Supernovae, (1990), p. 111.
- [106] ARNETT, D. *On the early behavior of supernova 1987A*. Astrophysical Journal, 331 (1988), pp. 377 – 387.
- [107] ARNETT, D., FRYXELL, B. A. and MULLER, E. *Instabilities and nonradial motion in SN-1987A*. Astrophysical Journal Letters, 351 (1989), pp. L63 – L66.
- [108] BOZIER, J. C., THIEL, G., LE BRETON, J. P., AZRA, S. and DECROISSET, M. *Experimental observation of a radiative wave generated in xenon by a laser-driven supercritical shock*. Physical Review Letters, 57 (1986), pp. 1304 – 1307.
- [109] BACLET, P., BENUZZI-MOUNAIX, A., BOUQUET, S., CHERFILS, C., CHIÈZE, J. P., MUCCHIELLI, F., MUNSCH, P., POLÈS, L., REVERDIN, C., TEYSSIER, R., THAIS,

- F., THÉBAULT, J. P. and TROUSSET, P. *The ASTROLABE I experiment : Rayleigh-Taylor instabilities in supernova*. Inertial Fusion Sciences and Applications, (1999), pp. 1083+.
- [110] BENUZZI-MOUNAIX, A., BOUQUET, S., CHIÈZE, J. P., MUCCHIELLI, F., TEYSSIER, R. and THAIS, F. *Supernovae Rayleigh-Taylor instability experiments on the CEA-Phébus laser facility*. Astrophysics and Space Science, 277 (2001), pp. 143 – 146.
- [111] BOUQUET, S., STEHLÉ, C., KOENIG, M., CHIÈZE, J. P., BENUZZI-MOUNAIX, A., BATANI, D., LEYGNAC, S., FLEURY, X., MERDJI, H., MICHAUT, C., THAIS, F., GRANDJOUAN, N., HALL, T., HENRY, E., MALKA, V. and LAFON, J. P. J. *Observation of laser driven supercritical radiative shock precursors*. Physical Review Letters, 92 (2004), no. 22, p. 225001.
- [112] VINCI, T., KOENIG, M., BENUZZI-MOUNAIX, A., OZAKI, N., RAVASIO, A., BOIREAU, L., MICHAUT, C., BOUQUET, S., ATZENI, S., SCHIAVI, A. and PEYRUSSE, O. *Radiative shocks : New results for laboratory astrophysics*. Journal de Physique IV, 133 (2006), pp. 1039 – 1041.
- [113] REIGHARD, A. B., DRAKE, R. P., DANNENBERG, K. K., KERMER, D. J., SUSALLA, P., GROSSKOPF, M., LEIBRANDT, D., DONAJKOWSKI, T., MUSCATELLO, C., MEYER, N., GLENDINNING, S. G., PERRY, T. S., REMINGTON, B. A., WALLACE, R. J., RYUTOV, D. D., GREENOUGH, J., KNAUER, J., BOEHLY, T., BOUQUET, S., BOIREAU, L., KOENIG, M. and VINCI, T. *Collapsing radiative shocks in xenon gas on the OMEGA laser*. APS Meeting Abstracts, (2004), p. 1013.
- [114] KEILTY, K. A., LIANG, E. P., DITMIRE, T., REMINGTON, B. A., SHIGEMORI, K. and RUBENCHIK, A. M. *Modeling of laser-generated radiative blast waves*. Astrophysical Journal, 538 (2000), pp. 645 – 652.
- [115] MICHAUT, C., STEHLÉ, C., LEYGNAC, S., LANZ, T. and BOIREAU, L. *Jump conditions in hypersonic shocks*. European Physical Journal D, 28 (2004), pp. 381–392.
- [116] MICHAUT, C., FALIZE, E., CAVET, C., BOUQUET, S., KOENIG, M., VINCI, T., REIGHART, A. and DRAKE, R. P. *Classification of and recent research involving radiative shocks*. Astrophysics and Space Science, 322 (2009), pp. 77–84.
- [117] KOENIG, M., VINCI, T., BENUZZI-MOUNAIX, A., OZAKI, N., RAVASIO, A., RABEC LE GLOHAEC, M., BOIREAU, L., MICHAUT, C., BOUQUET, S., ATZENI, S., SCHIAVI, A., PEYRUSSE, O. and D., B. *Radiative shock - an opportunity to study laboratory astrophysics*. Physics of Plasmas, 13 (2006), no. 056504.
- [118] MICHAUT, C., VINCI, T., BOIREAU, L., KOENIG, M., BOUQUET, S., BENUZZI-MOUNAIX, A., OZAKI, N., HERPE, G., FALIZE, E., LOUPIAS, B. and ATZENI, S. *Theoretical and experimental studies of radiative shocks*. Astrophysics and Space Science, 307 (2007), pp. 159–164.
- [119] BENUZZI, A., KOENIG, M., KRISHNAN, J., FARAL, B., NAZAROV, W., TEMPORAL, M., BATANI, D., MÜLLER, L., TORSIELLO, F., HALL, T. and GRANDJOUAN, N. *Dynamics of laser produced shocks in foam-solid targets*. Physics of Plasmas, 5 (1998), pp. 2827 – 2829.

- [120] BENUZZI, A., KOENIG, M., FARAL, B., KRISHNAN, J., PISANI, F., BATANI, D., BOSSI, S., BERETTA, D., HALL, T., ELLWI, S., HÜLLER, S., HONRUBIA, J. and GRANDJOUAN, N. *Preheating study by reflectivity measurements in laser-driven shocks*. Physics of Plasmas, 5 (1998), pp. 2410 – 2420.
- [121] ATZENI, S. *2D lagrangian studies of symmetry and stability of laser fusion targets*. Computer Physics Communications, 43 (1986), pp. 107–124.
- [122] DOSS, F. W., ROBEY, H. F., DRAKE, R. P. and KURANZ, C. C. *Wall shocks in high-energy-density shock tube experiment*. Physics of Plasmas, 16 (2009), no. 112705.
- [123] CROPPER, M., RAMSAY, G., HELLIER, C., MUKAI, K., MAUCHE, C. and PANDEL, D. *X-ray observations of accreting white-dwarf systems*. Philosophical Transactions of the Royal Society A, 360 (2002), pp. 1951 – 1966.
- [124] CROPPER, M. *The Polars*. Space Science Reviews, 54 (1990), pp. 195 – 295.
- [125] FALIZE, E., MICHAUT, C., CAVET, C., KOENIG, M., LOUPIAS, B., RAVASIO, A. and GREGORY, C. D. *Analytical structure of steady radiative shocks in magnetic cataclysmic variables*. Astrophysics and Space Science, 322 (2009), pp. 71 – 75.
- [126] RYBICKI, G. B. and LIGHTMAN, A. P. *Radiative processes in astrophysics* (Wiley - VCH Verlag GmbH Company, 2007).
- [127] SAXTON, C. J., WU, K., PONGRACIC, H. and SHAVIV, G. *Oscillatory instability of radiative shocks with multiple cooling processes*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 299 (2002), no. 3, pp. 862 – 876.
- [128] CHANMUGAM, G., LANGER, S. H. and SHAVIV, G. *Time-dependent accretion onto magnetic white dwarfs - effects of cyclotron emission*. Astrophysical Journal - Letters to the Editor, 299 (1985), pp. L87 – L91.
- [129] FALIZE, E., MICHAUT, C. and BOUQUET, S. *Similarity properties and scaling laws of radiation hydrodynamics flow in laboratory astrophysics*. Astrophysical Journal, 730 (2011), p. 76.
- [130] FALIZE, E., DIZIÈRE, A. and LOUPIAS, B. *Invariance concepts and scalability of two-temperature astrophysical radiating fluids*. Astrophysics and Space Science, DOI : 10.1007/s10509-011-0677-y (2011).
- [131] TEYSSIER, R., RYUTOV, D. D. and REMINGTON, B. A. *Accelerating shock waves in laser-produced density gradient*. Astrophysical Journal Supplement Series, 127 (2000), p. 503.
- [132] FALIZE, E., RAVASIO, A., LOUPIAS, B., DIZIÈRE, A., GREGORY, C. D., MICHAUT, C., BUSSCHAERT, C., CAVET, C. and KOENIG, M. *High-energy density laboratory astrophysics studies of accretion shocks in magnetic cataclysmic variables*. High Energy Density Physics, 8 (2012), no. 1, pp. 1 – 4.
- [133] LE PAPE, S., KOENIG, M., VINCI, T., MARTINOLLI, E., BENUZZI-MOUNAIX, A., HICKS, D. G., PATEL, P., MACKINNON, A., ROMAGNANI, L., BORGHESI, M., KAR, S. and BOEHLY, T. *Novel diagnostic of low-Z shock compressed material*. High Energy Density Physics, 2 (2006), pp. 1 – 6.

- [134] BORGHESI, M., SCHIAVI, A., CAMPBELL, D. H., HAINES, M. G., WILLI, O., MAC-KINNON, A., GIZZI, L. A., GALIMBERTI, M., CLARKE, R. J. and RUHL, H. *Proton imaging : a diagnostic for inertial confinement fusion/fast ignitor studies*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 43 (2001), no. 12A, p. A267.
- [135] REIGHARD, A. B., DRAKE, R. P., DANNENBERG, K. K., KERMER, D. J., GROSSKOPF, M., HARDING, E. C., LEIBRANDT, D., GLENDINNING, S. G., PERRY, T. S., REMINGTON, B. A., GREENOUGH, J., KNAUER, J., BOEHLY, T., BOUQUET, S., BOIREAU, L., KOENIG, M. and VINCI, T. *Observation of collapsing radiative shocks in laboratory experiments*. Physics of Plasmas, 13 (2006), no. 082901.
- [136] SEDOV, L. I. *Similarity and dimensional methods in mechanics* (New York : Academic, 1959).
- [137] BIRKHOFF, G. *Hydrodynamics : a study in logic, fact and similitude* (Princeton, NJ : Princeton University Press, 1950).
- [138] BLUMAN, G. W. and COLE, J. D. *Similarity methods for differential equations* (Berlin : Springer, 1974).
- [139] SAXTON, C. J. and WU, K. *Stability analyses of two-temperatures radiative shocks : formulation, eigenfunctions, luminosity response and boundary conditions*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 324 (2001), no. 3, pp. 659 – 654.
- [140] IMAMURA, J. N., ABOASHA, A., WOLFF, M. T. and WOOD, K. S. *The stability properties of two-temperatures white dwarf radiative shock waves*. Astrophysical Journal, 458 (1996), pp. 327 – 337.
- [141] SAXTON, C. J., WU, K., CROPPER, M. and RAMSAY, G. *Two-temperature accretion flows in magnetic cataclysmic variables : structures of post-shock emission regions and X-ray spectroscopy*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 360 (2005), no. 3, pp. 1091 – 1104.